

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

Doc. n°	: 28/01/93
N° TITRE	: FR 9400013
Destination	: I, I+D, D

présentée

par

Stéphane BRESSON

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Sujet :

**Etude de la réaction $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ à 29 MeV/u
à l'aide de la multiplicité de neutrons associée**

Soutenue le 30 avril 1993 devant le jury composé de :

Monsieur B. TAMAIN

Président

Monsieur R. DAYRAS

Rapporteur

Monsieur D. GUERREAU

Monsieur D. HILSCHER

Monsieur M. MORJEAN

Monsieur F. SEBILLE

Rapporteur

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

par

Stéphane BRESSON

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Sujet :

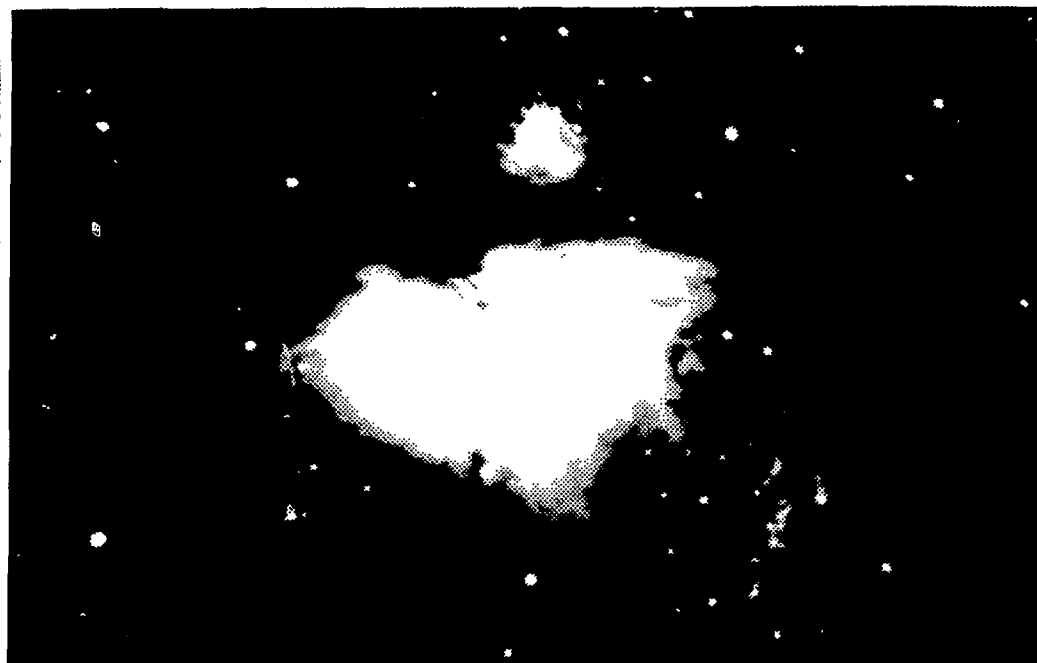
**Etude de la réaction $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ à 29 MeV/u
à l'aide de la multiplicité de neutrons associée**

Soutenue le 30 avril 1993 devant le jury composé de :

Monsieur	B. TAMAIN	<i>Président</i>
Monsieur	R. DAYRAS	<i>Rapporteur</i>
Monsieur	D. GUERREAU	
Monsieur	D. HILSCHER	
Monsieur	M. MORJEAN	
Monsieur	F. SEBILLE	<i>Rapporteur</i>

Etude de la réaction
 $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ à 29 MeV/u
à l'aide de la
multiplicité de neutrons associée

ClicM : J. F. BABJIN, D. PROVOSTIC et S. BRESSON



L'astrophysique apporte un lien entre l'infiniment grand et l'infiniment petit : les étoiles naissent dans des nuages de gaz comme la nébuleuse M 42 ("nébuleuse d'ORION") ; leur naissance est le résultat de réactions nucléaires qui peuvent être simulées dans des accélérateurs comme le GANIL et étudiées grâce à des détecteurs comme... ORION !

PLAN

Introduction.....	p 1
A. Techniques expérimentales et traitement des informations..	p 7
I. Présentation globale du système de détection.....	p 11
II. L'hodoscope.....	p 14
II-1 Structure de l'hodoscope.....	p 14
II-2 Domaine de détection en Z et en énergie.....	p 16
II-3 L'ensemble $\Delta E_2 + \Delta E_3$	p 17
II-4 Coïncidences sur l'hodoscope.....	p 18
III. La détection des neutrons.....	p 19
III-1 Principe de la détection des neutrons.....	p 19
III-2 Les problèmes inhérents à la détection des neutrons.....	p 20
a) <i>L'efficacité de détection.....</i>	<i>p 21</i>
b) <i>Sources de bruit et de mauvais comptage.....</i>	<i>p 23</i>
III-3 Le détecteur de neutrons ORION.....	p 24
IV. Faisceauologie.....	p 29
IV-1 Mesure de neutrons et structure de faisceau.....	p 29
IV-2 Caractéristiques du faisceau de plomb.....	p 29
IV-3 Taux de comptage avec le faisceau de plomb.....	p 30
V. Electronique d'acquisition et de détection.....	p 32
V-1 L'électronique de détection des produits chargés.....	p 32
V-2. L'électronique de détection des neutrons.....	p 34
V-3. L'électronique logique - le déclenchement c'è l'acquisition.....	p 36
V-4. L'informatique d'acquisition et le contrôle en ligne.....	p 40
V-5. Mesure de l'intensité du faisceau.....	p 40
VI. Traitement des données.....	p 42
VI-1. Traitement préliminaire des données.....	p 42
a) <i>Tri des événements.....</i>	<i>p 42</i>
b) <i>Contrôle de la linéarité et de la stabilité des voies de l'hodoscope....</i>	<i>p 43</i>
VI-2. Identification et étalonnage en énergie.....	p 43
a) <i>Identification des $Z \leq 48$</i>	<i>p 43</i>
1° Principe d'identification.....	p 43
2° Application aux deux premiers membres de l'hodoscope.....	p 44
3° Les rebroussements.....	p 47
b) <i>Etalonnage en énergie.....</i>	<i>p 48</i>
1° Tentative d'étalonnage à partir du pic de diffusion élastique.....	p 48
2° Etalonnage à partir des tables de pertes d'énergie.....	p 52
c) <i>Etalonnage et identification pour $Z > 48$.....</i>	<i>p 53</i>

VI-3. Corrections sur les distributions de neutrons.....	p 55
a) <i>Efficacité de détection pour le système Pb+Au</i>	p 55
b) <i>Déconvolution du bruit de fond et des empilements</i>	p 56
c) <i>Temps mort de l'électronique</i>	p 57
d) <i>déclenchements fortuits</i>	p 59
VI-4 Sections efficaces absolues.....	p 60

B. Résultats expérimentaux..... p 63

I. Présentation globale de la réaction $^{208}\text{Pb}+^{197}\text{Au}$ p 67

I-1. Matrice Z-Energie inclusive.....	p 67
I-2. Distributions des multiplicités de neutrons.....	p 69
a) <i>Distribution inclusive des M_n pour le système Pb+Au</i>	p 70
b) <i>Informations obtenues à partir de la distribution inclusive</i>	p 73
1° Informations sur les collisions centrales.....	p 73
2° Informations sur les énergies d'excitation.....	p 74
3° Informations sur les sections efficaces.....	p 74
c) <i>Comparaisons avec d'autres systèmes</i>	p 75
I-3. Le filtre multiplicité de neutrons.....	p 76
a) <i>Corrélation Z - M_n</i>	p 76
b) <i>Matrices Z-Energie sélectionnées par M_n</i>	p 78
I-4. Conclusions.....	p 83

II. Distributions expérimentales..... p 84

II-1. Distributions en Z.....	p 84
a) <i>Distributions mesurées</i>	p 84
1° Les résidus lourds.....	p 84
2° Le domaine $30 < Z < 60$	p 86
3° Le domaine $5 < Z < 30$	p 86
b) <i>Distributions de Z sélectionnées par M_n</i>	p 87
II-2. Distributions angulaires	p 87
a) <i>Distributions angulaires pour différents Z</i>	p 87
b) <i>Distributions angulaires en fonction de M_n</i>	p 92
II-3. Distributions en énergie.....	p 92
a) <i>Spectres en énergie par Z</i>	p 92
b) <i>Spectres en énergie sélectionnés par M_n</i>	p 96
II-4. Les distributions de neutrons.....	p 100
II-5. Coïncidences internes à l'hodoscope.....	p 104

III. Discussion sur l'origine des différents fragments.....	p 109
III-1. Les fragment issus de la fission du quasi-projectile.....	p 109
III-2. Les résidus lourds.....	p 109
a) <i>Le transfert massif</i>	p 110
b) <i>La fragmentation du projectile</i>	p 110
b) <i>Les transferts très inélastiques</i>	p 110
III-3. Les fragments de masse intermédiaire.....	p 111

C La fission du quasi-projectile..... p 113

I Brefs rappels historiques.....	p 117
I-1. Les pionniers.....	p 117
I-2. La barrière de fission.....	p 117
I-3. Quelques éléments caractéristiques de la fission.....	p 118

II Caractéristiques de la fission du QP..... p 119

II-1. Comment caractériser une fission binaire ?	p 119
a) <i>Description cinématique</i>	p 119
b) <i>Les sections efficaces invariantes</i>	p 120

II-2. Analyse des sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//}$ - V_{\perp}	p 122
a) <i>Description des matrices</i>	p 122
b) <i>Méthode d'ajustement des "cercles coulombiens"</i>	p 124
c) <i>Caractéristiques de la fission du quasi-projectile</i>	p 126
1° Vitesse des fragments de fission dans le référentiel du QP.....	p 126
2° Angle de déflexion du QP.....	p 128
3° Vitesse du QP.....	p 129
d) <i>Influence du moment angulaire</i>	p 131

II-3. Estimation des énergies d'excitation.....	p 133
II-4. Estimation des sections efficaces de fission.....	p 135
II-5. Conclusions.....	p 139

III Moment angulaire et effets d'alignement dans la fission..... p 142

III-1. Contexte théorique.....	p 142
III-2. Simulation des effets de moment angulaire et d'alignement.....	p 146
III-3. Résultats des simulations	p 149
a) <i>Simulations sans fluctuation</i>	p 149
b) <i>Simulations avec fluctuations</i>	p 153
c) <i>Simulations avec un désalignement</i>	p 155
III-4. Discussion.....	p 157

D	Calculs dynamiques de type Landau Vlasov.....	p 161
I.	Simulations à partir de l'équation Landau Vlasov.....	p 165
I. 1.	Principes théoriques.....	p 165
I. 2.	Résolution numérique.....	p 166
II.	Exploitation des simulations.....	p 169
II. 1.	Remarques générales sur les simulations.....	p 169
II. 2.	Echantillonnage de l'espace.....	p 169
II. 3.	Calcul de la densité.....	p 170
II. 4.	Estimation des quasi-noyaux en voie de sortie.....	p 171
II. 5.	Calculs des variables.....	p 173
II. 6.	Bilan en énergie.....	p 175
III.	Résultat des simulation.....	p 177
III. 1.	Conservation de l'énergie et stabilité du centre de masse.....	p 177
III. 2.	Les conditions initiales.....	p 178
III. 3.	Description globale des résultats.....	p 178
III. 4.	Evolution des masses et des numéros atomiques.....	p 186
a)	<i>Evolution au cours du temps.....</i>	<i>p 186</i>
b)	<i>Evolution avec le paramètre d'impact.....</i>	<i>p 187</i>
c)	<i>Evolution de l'asymétrie du système.....</i>	<i>p 189</i>
d)	<i>Les échanges de nucléons.....</i>	<i>p 190</i>
d)	<i>Les nucléons libres</i>	<i>p 191</i>
III. 5.	Evolution des grandeurs cinématiques	p 193
a)	<i>Angle de déflexion dans le laboratoire.....</i>	<i>p 193</i>
b)	<i>Energie cinétique dans le laboratoire.....</i>	<i>p 194</i>
III. 6.	Le moment angulaire	p 196
a)	<i>Evolution en fonction du temps.....</i>	<i>p 196</i>
b)	<i>Evolution en fonction du paramètre d'impact.....</i>	<i>p 197</i>
III.7.	Energie d'excitation thermique.....	p 198
IV.	Comparaisons avec les valeurs expérimentales - discussion..	p 201
IV.1.	Caractéristiques cinématiques des résidus.....	p 201
a)	<i>Energie cinétique.</i>	<i>p 201</i>
b)	<i>Diagramme de Wilscinsky.....</i>	<i>p 202</i>
IV.2.	Le moment angulaire	p 204
	Conclusions.....	p 207

ANNEXES

REMERCIEMENTS

Cette thèse est le résultat de trois années passées au GANIL ; j'ai trouvé dans ce laboratoire, ainsi qu'au Laboratoire de Physique Corpusculaire de l'ISMRA, un accueil très chaleureux, tant de la part des physiciens que du personnel technique et administratif. Qu'ils trouvent tous ici l'expression de mes remerciements les plus sincères.

Dans ces quelques lignes, je voudrais remercier plus personnellement les personnes qui m'ont été d'un grand soutien durant toute cette période.

Et tout d'abord, je veux exprimer une profonde reconnaissance à mon directeur de thèse, Maurice MORJEAN ; une disponibilité constante, une grande compétence et une profonde rigueur sont les qualités que j'ai pu apprécier à tout instant, et toujours assorties d'une remarquable bonne humeur, même dans les moments difficiles de la conception et de la rédaction du présent rapport. Merci Maurice !!

Je tiens également à remercier Daniel GUERREAU et Joël GALIN pour leur soutien, pour les discussions qu'ils ont toujours accepté d'avoir avec moi ainsi que pour l'accueil très convivial dans "l'équipe ORJON". Daniel Guerreau a accepté d'être responsable de la thèse pour l'université de Caen et de participer au Jury : pour cela aussi, merci !

Ma reconnaissance va également aux deux rapporteurs de cette thèse, Monsieur François SEBILLE et Monsieur Roland DAYRAS ; ils ont accepté la responsabilité de juger ce travail dans un délai relativement court, malgré leur emploi du temps, et ils ont accepté de participer au Jury : qu'ils en soient remerciés.

Je veux également remercier Monsieur Bernard TAMAIN qui m'a fait l'honneur de présider le Jury, ainsi que Monsieur Dieter ZÄLSCHER de Berlin qui n'a pas hésité à venir de loin pour participer à ce Jury.

Je ne saurais oublier dans mes remerciements Monsieur Samuel HARAR qui m'a témoigné sa confiance en m'accueillant dans son laboratoire pour la réalisation de ce travail.

L'ensemble de ce travail n'a été possible qu'après le bon déroulement de l'expérience réalisée au GANIL avec le premier faisceau de plomb et grâce aux moyens informatiques de ce laboratoire. Je voudrais donc que toutes les personnes qui ont permis le bon déroulement de l'expérience ainsi que son dépouillement soient associées à mes remerciements, non seulement pour leur travail, mais également pour leur amitié.

C'est aussi grâce au personnel administratif du GANIL que j'ai pu me consacrer à cette thèse sans avoir à trop me soucier de tous les problèmes d'administration inhérents à son déroulement. Je voudrais donc qu'ils reçoivent tous ici ma profonde gratitude.

Enfin, tous mes remerciements sincères aux thésards et "post-doc" grâce à qui mon travail au GANIL s'est déroulé dans une atmosphère très amicale, en particulier Alain, Sylvie, Noël, Diane, Redouane, Virginia, Amine, Nathalie, Xavier, Bernd ... et tous les autres, en particulier Abdou que je tiens à nommer ici, bien qu'il ne fasse pas explicitement partie des catégories nommées ci dessus.

J'ajouterai à ces remerciements l'ensemble des physiciens qui m'ont témoigné leur amitié et leur confiance tout au long de ces quatre dernières années au GANIL, au LPC, au LPN de Nantes, à l'IPN d'Orsay ou encore à Bruyères-le-Châtel.

Et puis comment ne pas penser à tous les membres de ma famille pour leur soutien, et puis à celle qui a accepté de devenir ma femme au moment même de l'épreuve redoutable de la rédaction de cette thèse.

A Françoise

1/2

INTRODUCTION

« Dieu est capable de créer des particules de matière différentes par leur taille et par leur forme... peut-être par leur densité et par leur force, et de varier par là les lois de la Nature, de faire qu'il y ait plusieurs sortes de mondes dans plusieurs parties de l'Univers. Je ne vois du moins nulle contradiction en cela. »

Isaac Newton, "Opticks", 1666

Lorsque Isaac Newton imaginait ses «différents mondes» dans son ouvrage "Opticks" (1666), il ne pouvait savoir que, trois siècles plus tard, ses lois sur la gravitation, ses expériences sur la lumière... et ses rêves d'alchimiste (Newton consacra de nombreuses années à ce problème) se retrouvent intimement liés dans la science moderne. Le monde de l'infiniment grand des étoiles et le monde de l'infiniment petit des noyaux atomiques obéissent aux mêmes lois. La physique des réactions nucléaires est indispensable, aussi bien pour étudier le noyau que pour comprendre la vie et la mort des étoiles.

Par rapport à la matière "ordinaire" qui nous entoure, la matière nucléaire a ceci de particulier que, même à température nulle, les neutrons et les protons qui la constituent restent en mouvement. C'est pourquoi les premiers modèles ont décrit un morceau de matière nucléaire comme une goutte liquide, par analogie avec l'état macroscopique liquide. Si l'on pousse l'analogie plus loin, en chauffant la matière nucléaire, on doit pouvoir atteindre un état gazeux. Mais comment chauffer la matière nucléaire ?

Les développements des accélérateurs de particules, puis d'Ions Lourds ont permis de répondre à cette question. En bombardant un noyau cible par un noyau - ou une particule - projectile, on induit des variations d'état de la matière nucléaire ; on dissipe alors l'énergie cinétique sous forme d'énergie d'excitation dont une partie sert à chauffer les noyaux. Avec des noyaux assez lourds mais lents ($E < 10 \text{ MeV/u}$), on a pu découvrir des mécanismes de réactions qui permettent d'échauffer la matière nucléaire, mais pas de façon suffisante pour atteindre les limites de la stabilité du noyau. Avec des particules rapides ($E > 100 \text{ MeV/u}$), ce sont essentiellement les collisions nucléons-nucléons qui dictent les mécanismes ; on a pu casser les noyaux, en arracher des morceaux, mais on ne peut atteindre que des températures relativement modérées.

Avec le développement de la physique des Ions Lourds et la disponibilité de faisceaux d'ions de grandes masses comme au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, le domaine des énergies intermédiaires ($10 \text{ MeV/u} < E < 100 \text{ MeV/u}$) est accessible et permet d'étudier la matière nucléaire dans des conditions extrêmes. Depuis peu (1989), le GANIL accélère des ions très lourds comme le plomb ou l'uranium.

Le travail présenté ici se fonde sur la première expérience réalisée avec un faisceau de plomb et consiste en l'analyse du système le plus lourd étudié jusqu'alors :

le système $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$

avec une énergie du projectile de 29 MeV/u , c'est-à-dire au voisinage de l'énergie de Fermi.

Les études menées jusqu'à présent ont montré [Gu 91] que l'énergie d'excitation déposée dans la matière nucléaire est d'autant plus grande que le système est plus lourd. Pour étudier l'échauffement de la matière nucléaire, et par conséquent sa température, c'est surtout l'énergie d'excitation par nucléon qui est importante car la température est proportionnelle à la racine carrée de cette énergie d'excitation par nucléon. Des comparaisons systématiques [Le 86] montre que plus le projectile a une masse proche de celle de la cible (plus le système sera symétrique) et plus l'énergie dissipée par nucléon est grande. Les études menées en fonction de l'énergie incidente du projectile ont montré que, pour un même projectile et une même cible, l'énergie la plus efficace pour chauffer la matière nucléaire, tout en minimisant les effets de pré-équilibre, était voisine de 30 MeV/u [Ji 89], bien qu'il soit possible, pour une petite part de la section efficace de réaction, d'atteindre des températures plus élevées en augmentant l'énergie incidente [So 92]. Notre système lourd et symétrique est donc bien adapté à cette étude de l'excitation des noyaux et nous pouvons espérer atteindre de grandes températures dans le système avec une énergie de 29 MeV/u .

Auparavant, le système symétrique le plus lourd qui a été étudié dans ce domaine d'énergie était le système $\text{Mo}+\text{Mo}$ à 18.4 et 23.7 MeV/u [Ch 91] ; pour ces énergies, ce système présente encore, de façon relativement surprenante, les caractéristiques des réactions à basses énergies. Les collisions qui conduisent à deux corps en voie de sortie emportent une grande partie de la section efficace (plus de 60%) et ont un comportement proche de mécanismes faiblement inélastiques ou des collisions très inélastiques. Les collisions qui mènent à trois ou quatre corps s'expliquent par une fission séquentielle de résidus lourds. Toutefois, une émission plus importante de particules légères semble apparaître à la plus haute énergie.

Dans le cas du système Pb+Au, contrairement au système Mo+Mo, si un système composite peut être formé, il n'a aucune chance de subsister sous cette forme et va forcément décroître sous forme de fragments plus petits. Ensuite, si l'on regarde les numéros atomiques mis en jeu, nous allons avoir des effets coulombiens beaucoup plus importants ici ; par exemple, les barrières coulombiennes valent respectivement 230 MeV (Mo+Mo) et 587 MeV (Pb+Au). Des instabilités coulombiennes, qui commencent à être mise à jour de façon théorique [Le 85, Bo 92], pourraient intervenir dans notre système. Enfin, les effets du moment angulaire pourraient être beaucoup plus importants avec un système aussi lourd : les moments angulaires dans la voie d'entrée pour le paramètre d'impact maximal est de $640 \hbar$ pour Mo+Mo contre $1700 \hbar$ pour notre système. Nous pouvons donc nous attendre à ce que ce moment angulaire joue un grand rôle dans les réactions entre le plomb et l'or.

Mais comment analyser ce système ? Quels sont les outils à notre disposition ?

Pour le système Mo+Mo, Charity et al ont utilisé la technique des coïncidences cinématiques pour déterminer la perte totale d'énergie cinétique. Nous allons, nous, utiliser une technique plus originale. Pour se désexciter, un noyau chaud va principalement émettre des particules légères (neutrons, protons, deutons, alphas). D'une manière générale, ce sont les neutrons qui sont émis en plus grand nombre. Notre système est lui même très riche en neutrons : il y a 83 neutrons de plus que de protons.

Nous avons donc choisi d'utiliser la technique de la mesure de la multiplicité des neutrons en coïncidences avec la détection des produits chargés. Cette technique a été utilisée avec succès pour étudier les collisions d'Ions Lourds sur différents systèmes, en particulier avec des projectiles de Soufre [Kn 92], d'Argon [Ji 91] ou de Krypton [Cr 91]. Les analyses de ces expériences ont montré que la multiplicité de neutrons est un excellent moyen de filtrer la violence de la collision.

Deux expériences complémentaires ont été menées sur le même système en parallèle au GANIL et, au cours de cette présentation, nous nous référerons aux résultats, parfois encore préliminaires, de ces expériences. La première [Le 93] a été réalisée avec un détecteur 4π de produits chargés (Nautilus) qui permet une analyse cinématique détaillée. La deuxième [Qu 93] a mesuré les spectres en énergie des neutrons à différents angles et permet, principalement, d'obtenir des informations sur les émissions hors équilibre.

Dans ce document, nous regarderons essentiellement la multiplicité de neutrons et nous chercherons à montrer son intérêt comme moyen de sélection des événements. Pour présenter l'ensemble des résultats, nous avons adopté la démarche suivante. Nous décrirons d'abord les techniques expérimentales et le traitement des informations. Ensuite, nous exposerons l'ensemble des résultats expérimentaux, en montrant, pour chaque observable, ce qu'apporte le filtre multiplicité de neutrons. Dans une troisième partie, nous analyserons la fission du quasi-projectile : nous verrons que la multiplicité des neutrons nous permet de suivre l'évolution de la fission séquentielle d'un fragment proche du projectile : caractéristiques cinématiques, énergies d'excitation, sections efficaces de production. A partir de cette fission séquentielle, nous essayerons d'extraire des informations sur les moments angulaires. Enfin, dans une quatrième partie, nous présenterons des calculs dynamiques pour comparer les résultats expérimentaux avec des prévisions théoriques ; ces calculs, de type Landau Vlasov, développés par C. Grégoire, B. Rémaud et F. Sébille [Gr 85, Se 89], sont bien adaptés à la description des collisions d'ions lourds dans le domaine des énergies intermédiaires. En effet, ils font intervenir et les propriétés de champ moyen, et les collisions individuelles nucléon-nucléon. Nous pourrions ainsi essayer de comparer les résultats expérimentaux et les prévisions de ce modèle.

7/8

A

TECHNIQUES EXPERIMENTALES
-
TRAITEMENT DES INFORMATIONS

L'observation est l'investigation d'un phénomène naturel et l'expérience est l'investigation d'un phénomène modifié par l'investigateur

Claude Bernard - Introduction à l'étude de la médecine expérimentale

Dans ce document, nous allons présenter une partie des résultats obtenus lors de la première expérience plomb + or effectuée au GANIL. Dans l'introduction, nous avons montré que plusieurs expériences précédentes ont permis d'affirmer l'utilité et l'intérêt de la multiplicité de neutrons aussi bien pour la mesure des énergies d'excitation qu'en tant qu'outil de sélection des événements. La disponibilité de faisceaux d'ions très lourds au GANIL a entraîné une série d'études sur les mécanismes de réaction pour le système Pb+Au avec différents dispositifs expérimentaux. Les résultats présentés ici sont les résultats de la combinaison entre mesure des fragments chargés et mesure de multiplicités de neutrons.

Mais avant de parler de "physique", il nous faut parler "technique" : en effet, pour bien comprendre comment nous avons obtenu ces données, il nous faut détailler les conditions expérimentales avec lesquelles nous avons travaillé. Notre dispositif expérimental s'est voulu le plus complet possible en fonction, d'une part, des objectifs que nous nous sommes fixés, et, d'autre part, en fonction de nos possibilités techniques. Puisque notre expérience se fonde principalement sur la mesure de la multiplicité des neutrons, c'est cette observable qui va fixer le dispositif expérimental, par exemple la géométrie de l'ensemble de détection ou la mise en temps de l'acquisition.

C'est pourquoi nous commencerons cette partie par la description la plus complète possible de l'ensemble des différents détecteurs utilisés, en insistant plus particulièrement sur les détecteurs qui nous ont servi pour la suite de cette présentation. Nous verrons ensuite la structure de l'électronique associée à l'ensemble du système de détection. Enfin, nous expliquerons différentes méthodes de traitement des données qui nous ont permis d'obtenir les informations physiques que nous recherchions.

I. Présentation globale du système de détection

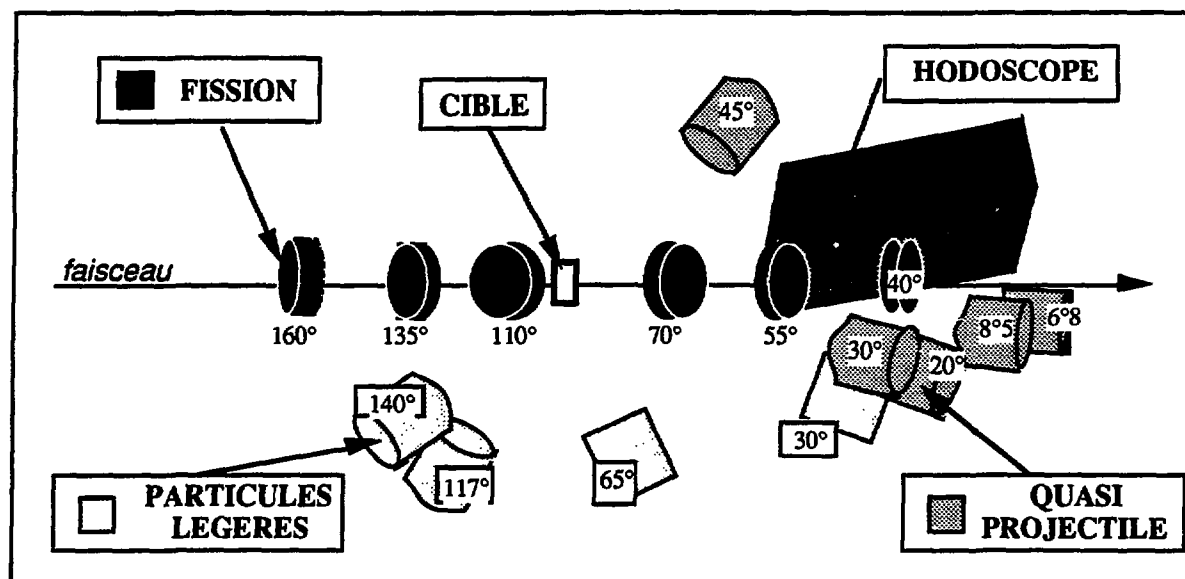
Les données ont été acquises en novembre 1989 avec le premier faisceau de plomb utilisable au GANIL (29 MeV/u) en bombardant deux cibles d'or (^{197}Au) de 0.983 mg/cm^2 et 2.11 mg/cm^2 d'épaisseur. Mais d'autres mesures ont été faites pendant cette même expérience avec quatre autres cibles : une cible de ^{12}C (épaisseur 0.1 mg/cm^2), une cible de ^{27}Al (1.62 mg/cm^2), une cible de ^{64}Ni (1.14 mg/cm^2) et enfin une cible d' ^{238}U (0.75 mg/cm^2). Les cibles étaient disposées sur un porte-cible télécommandé, ce qui nous permettait de changer de système sans casser le vide établi dans la chambre à réaction (environ 10^{-5} torr).

La détection des neutrons se fera par le détecteur ORION au sein duquel se trouve une chambre à réaction où vont être placés tous les détecteurs de produits chargés. Dans ce chapitre, nous allons d'abord donner une description de l'ensemble du système de détection qui a été utilisé. Ensuite, nous présenterons en détails le détecteur de produits chargés (chapitre II) et le détecteur de neutrons (chapitre III) avec lesquels les résultats présentés ici ont été obtenus.

Les produits chargés ont été mesurés par différents détecteurs en silicium placés dans la chambre à réaction du détecteur de neutrons. Avec de tels détecteurs, il est difficile d'avoir à la fois une grande dynamique en éléments identifiés et une bonne résolution en énergie. C'est le réglage des gains des voies linéaires qui fixent les caractéristiques de détection : avec un fort gain, on observe les fragments les plus légers avec une bonne résolution en énergie, avec un faible gain, on a une grande gamme de fragments identifiés. Les expériences précédentes réalisées de le cadre de l'étude des mécanismes de réactions nous donnent quelques indications sur le type de fragments que nous pouvons nous attendre à observer.

Notre but principal était la mesure du système Pb+Au à 29 MeV/u : ce système quasi symétrique est très lourd et nous n'attendons donc pas de résidus de fusion en voie de sortie. Par contre, nous pouvons penser qu'une partie importante de la section efficace de réaction va être emportée soit par des réactions de caractère binaire, soit, éventuellement, par des produits issus de la désexcitation d'un système composite à courte durée de vie. Pour des noyaux aussi lourds, nous pouvons également nous attendre à une composante de fission. Nous nous attendons également à une émission importante de particules légères chargées ainsi qu'à une production importante de fragments de masse intermédiaire.

Nous avons donc adopté le dispositif suivant : des détecteurs couvrant une large gamme de Z , des fragments légers jusqu'aux noyaux proches du plomb, sont placés aux angles avant ; puisqu'ils seront essentiellement destinés à l'observation des résidus du quasi-projectile, ils sont identifiés sous le terme de "QP". Des détecteurs destinés à l'identification des particules légères chargées sont placés à des angles compris entre 30° et 160° ("PL"). Des détecteurs destinés aux produits de fission seront placés dans le plan horizontal pour pouvoir regarder des distributions angulaires ("Fission"). Enfin, nous avons placé vers l'avant un "hodoscope" qui constituera le détecteur principal de produits chargés dans cette étude ; nous le détaillerons donc dans le prochain paragraphe. Un schéma d'ensemble du dispositif de détection est donné dans la figure suivante (figure 1) :



▲ Fig 1 : schéma du dispositif pour la détection des produits chargés ; ces détecteurs sont placés dans la chambre à réaction du détecteur de neutrons (ORION)

Pour les détecteurs autre que l'hodoscope, nous avons donc la structure suivante :

- 5 télescopes constitués de détecteurs en silicium destinés à l'observation des fragments lourds à l'avant (Quasi-Projectile) ou (et) à des fragments de masse intermédiaire. Les caractéristiques de ces télescopes sont données dans le tableau de la page suivante :

	QP ₁	QP ₂	QP ₃	QP ₄	QP ₅
angle moyen	6°8	8°5	20°	30°	45°
structure	3 étages Si 47.3 µm 283 µm 500 µm	3 étages Si 33.6 µm 307 µm 5000 µm	3 étages Si 23 µm 312 µm 5000 µm	3 étages Si 29.8 µm 315 µm 5000 µm	3 étages Si 26 µm 313 µm 5000 µm
surface	150 mm ² 50 mm ² 50 mm ²	200 mm ² 450 mm ² 300 mm ²	300 mm ² 450 mm ² 300 mm ²	300 mm ² 450 mm ² 300 mm ²	300 mm ² 450 mm ² 300 mm ²
seuils (Z = 10) (Z = 30) (Z = 50)	Z _{min} = 6 5 MeV/u 4.5 MeV/u 4 MeV/u	Z _{min} = 6 3.5 MeV/u 3.5 MeV/u 3. MeV/u	Z _{min} = 6 2 MeV/u 2 MeV/u 1.5 MeV/u	Z _{min} = 6 2.8 MeV/u 2.8 MeV/u 2.5 MeV/u	Z _{min} = 6 2.5 MeV/u 2.5 MeV/u 2.0 MeV/u

☛ 4 télescopes en silicium destinés à l'observation des Particules Légères :

	PL ₁	PL ₂	PL ₃	PL ₄
angle moyen	30°	65°	117°	140°
structure	4 étages Si 24 µm 101.5 µm 513 µm > 6 mm	4 étages Si 26.5 µm 306 µm 1019 µm > 6 mm	3 étages Si 46.9 µm 303 µm 6000 µm	3 étages Si 47.7 µm 298 µm 6000 µm
surface	300 mm ²	300 mm ²	600 mm ²	600 mm ²
Seuil (α)	5 MeV	6 MeV	10 MeV	10 MeV

☛ 6 détecteurs pour les produits de fission, placés dans un plan horizontal, composé d'un seul membre. Une mesure de temps de vol est réalisée pour chaque détecteur :

	F ₁	F ₂	F ₃	F ₄	F ₅	F ₆
angle moyen	40°	55°	70°	110°	135°	160°
structure	1 étage Si 100 µm	1 étage Si 100 µm	1 étage Si 100 µm	1 étage Si 100 µm	1 étage Si 100 µm	1 étage Si 100 µm
surface	150 mm ²	150 mm ²	150 mm ²	300 mm ²	300 mm ²	300 mm ²

Outre l'hodoscope, que nous allons développer par la suite, nous avons un détecteur silicium placé à l'intérieur de la chambre à réaction tout près duquel était placée une source de ²⁵²Cf dont les neutrons, issus de la fission, servaient à l'étalonnage en efficacité du détecteur de neutrons ORION.

II. L'hodoscope

D'un point de vue cinématique, nous nous attendons à ce que les produits chargés aux angles avant soient un bon reflet de l'ensemble des réactions pour le système Pb+Au. En effet, à faible angle et grâce aux vitesses d'entraînement relativement importantes, nous nous attendons à trouver les quasi-projectiles issus de réactions purement binaires, les fragments de fission des quasi-projectiles et une partie importante des fragments de masse intermédiaire qui peuvent provenir soit d'un système composite, soit du quasi-projectile. Pour pouvoir analyser le mieux possible ces événements, nous avons utilisé un hodoscope. En dehors des neutrons, l'analyse physique que nous allons présenter ici est essentiellement fondée sur ce détecteur ; nous allons donc le décrire de façon détaillée.

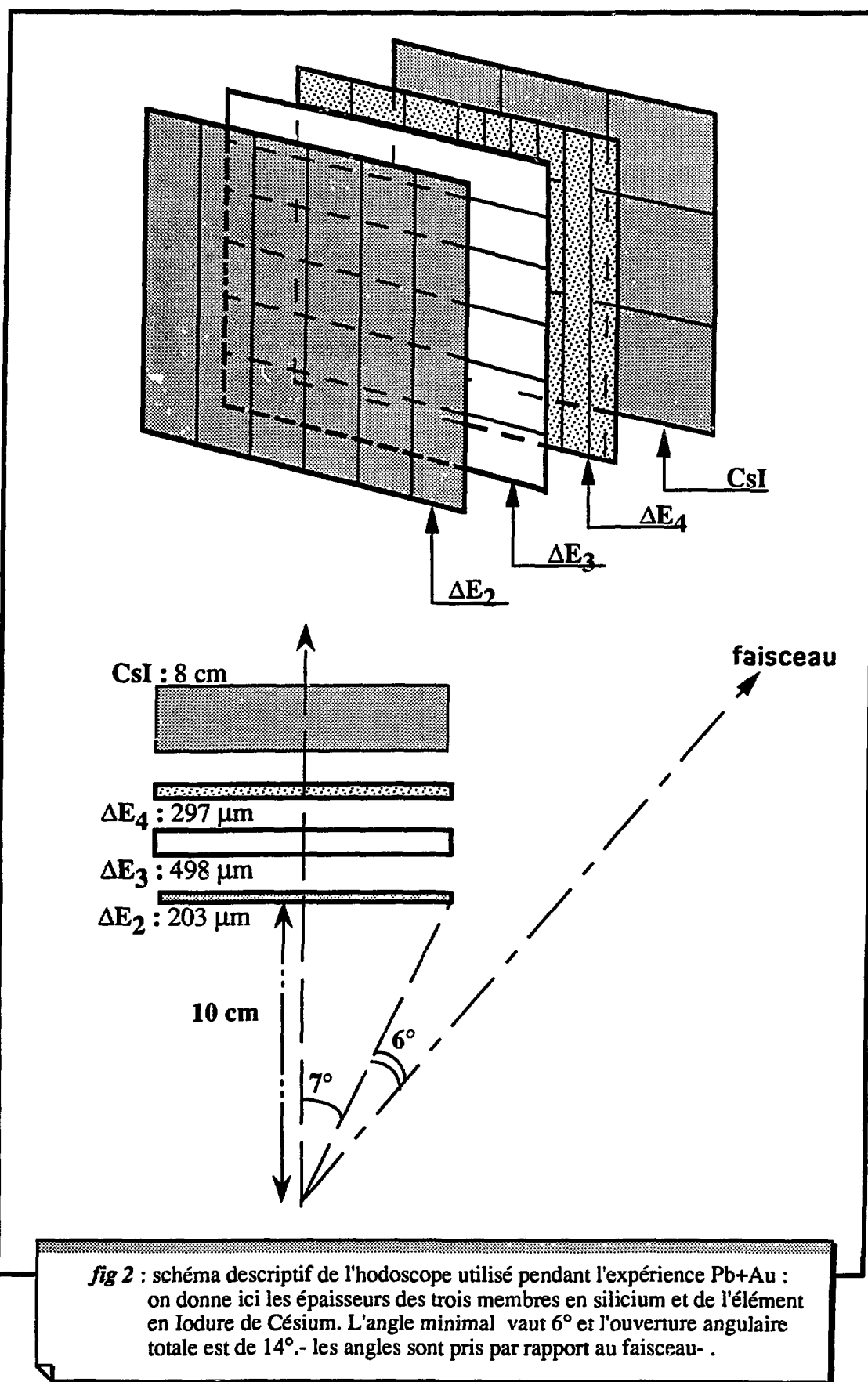
II-1 structure de l'hodoscope

{ hodoscope : de oδoσ (le chemin) et σκοπεω (je vois) : ce détecteur va en effet nous servir à identifier les fragments et à en donner un certains nombres de caractéristiques cinématiques }

L'hodoscope (figure 2) est un détecteur pour les produits chargés composé d'un empilement de 3 étages de Silicium et d'un étage de Iodure de Césium. Il couvre les angles compris entre 6° et 20° (angles extrêmes correspondant aux arêtes). Le centre de l'hodoscope était placé dans le plan horizontal. Au départ, un membre très mince ($50\text{ }\mu\text{m}$) était placé devant les autres membres, mais comme il ne fonctionnait pas correctement, nous avons été amenés à l'enlever. Toutefois, dans la suite, nous avons conservé la numérotation d'origine pour des différents étages. Les trois membres de silicium sont découpés en pistes avec la structure suivante :

- ⇒ ΔE_1 : épaisseur $50\text{ }\mu\text{m}$; cet étage a été retiré en raison de son mauvais fonctionnement
- ⇒ ΔE_2 : épaisseur $203\text{ }\mu\text{m}$ soit $47,3\text{ mg/cm}^2$; cet étage est composé de 12 pistes verticales couplées 2 par 2 soit 6 bandes de 4 mm de large et 24 mm de haut ;
- ⇒ ΔE_3 : épaisseur $498\text{ }\mu\text{m}$ soit 116 mg/cm^2 ; 6 pistes horizontales ; $4 \times 24\text{ mm}^2$.
- ⇒ ΔE_4 : épaisseur $297\text{ }\mu\text{m}$ soit $69,2\text{ mg/cm}^2$; 9 pistes verticales ; $6 \times 24\text{ mm}^2$.

La partie CsI se disposait suivant un damier de 3×3 détecteurs de 8 cm de profondeur pour une surface de $8 \times 8\text{ mm}^2$. Devant l'ensemble se trouvait une feuille d'aluminium de $1,62\text{ mg/cm}^2$ destinée à arrêter les électrons arrachés par le passage du faisceau à travers la cible.



II-2 Domaine d'identification en Z et en énergie

Le premier membre ΔE_2 est suffisamment épais pour arrêter un certain nombre de particules. Des tables de pouvoir d'arrêt (ou de pertes d'énergie dans les solides) [Hu 86] montrent que nous aurons des seuils importants en énergie ; en effet, les ions arrêtés dans ce premier membre ne sont pas identifiables. Les seuils seront de l'ordre de 15 MeV/u pour les fragments de masse voisine de 100. Ces tables montrent également que toutes les produits chargés de $Z > 20$ et d'énergie inférieure à 35 MeV/u seront arrêtées dans le deuxième membre (ΔE_3)

En réglant les gains des amplificateurs linéaires, nous pouvons choisir la gamme de mesure des énergies laissées par les produits chargés dans le détecteur. Sur l'hodoscope, les gains étaient réglés de deux façons :

- ➡ sur les deux premiers membres (ΔE_2 - ΔE_3), nous avons des gains faibles pour couvrir un grand domaine en énergie, ce qui permet de détecter des fragments jusqu'au plomb diffusé élastiquement
- ➡ sur certaines pistes du troisième membre (ΔE_4) et pour les CsI, nous avons des gains forts pour observer les faibles énergies, et donc les particules légères. Sur d'autres pistes, le réglage des gains était optimisé en vue de détecter des fragments de faibles masses ($Z < 7$)

L'épaisseur de silicium et le réglage des gains vont donc influencer l'identification des fragments. Suivant leur Z et leur énergie, ils seront arrêtés dans différents étages de l'hodoscope comme le montre le tableau suivant :

Z	Energie	étage d'arrêt
$Z > 20$	$E < 15-20 \text{ MeV/u}$	ΔE_2
$Z > 20$	$15-20 < E < 35 \text{ MeV/u}$	ΔE_3
$Z < 20$	$E_{\min} < E < E_{\max}(Z)$	ΔE_3
$Z < 20$	$E > E_{\max}(Z)$	ΔE_4 ou CsI

Des

valeurs de E_{\min} et de E_{\max} sont données ci dessous à titre d'exemple :

$Z = 5$	$E_{\min} = 8 \text{ MeV/u}$	$E_{\max} = 16.4 \text{ MeV/u}$
$Z = 10$	$E_{\min} = 11.4 \text{ MeV/u}$	$E_{\max} = 23.5 \text{ MeV/u}$
$Z = 20$	$E_{\min} = 15.7 \text{ MeV/u}$	$E_{\max} = 35 \text{ MeV/u}$

Nous voyons qu'avec les deux premiers membres, nous allons détecter les fragments proches du projectile (quasi-projectiles) ainsi que les fragments de fission de ce projectile ou certains fragments issus d'un système composite. Par contre, en raison des seuils en énergie nous perdrons tous les produits lourds issus de la Quasi-Cible. Toutefois, puisque le système est presque symétrique, la seule détection des quasi-projectiles et des fragments issus d'un système composite va nous permettre d'analyser la plupart des réactions. Par la suite, nous ne décrirons que les éléments qui concernent les deux premiers membres de l'hodoscope. Notons tout de même qu'un étalonnage des CsI et une première analyse des particules légères sont en cours par ailleurs [Ch 92]

II-3 l'ensemble $\Delta E_2 + \Delta E_3$

Les pistes de ΔE_2 et ΔE_3 sont disposées suivant deux directions orthogonales, ce qui permet de "découper" l'espace suivant 36 surfaces carrées. Nous appellerons "cellules" ces surfaces constituées par l'intersection entre une piste de ΔE_2 et une piste de ΔE_3 . L'hodoscope a une ouverture angulaire totale de 14° ; l'angle au centre était de 13° par rapport à l'axe du faisceau, ce qui nous donne les différents l'angle au centre des cellules, ainsi que l'ouverture angulaire individuelle de chaque cellule. Nous avons placé ces valeurs dans le tableau suivant :

	ΔE_{21}	ΔE_{22}	ΔE_{23}	ΔE_{24}	ΔE_{25}	ΔE_{26}
ΔE_{31}	9.2 ± 0.9	11.1 ± 0.98	13.1 ± 1.03	15.2 ± 1.05	17.3 ± 1.06	19.4 ± 1.07
ΔE_{32}	8.0 ± 1.00	10.1 ± 1.07	12.3 ± 1.10	14.5 ± 1.12	16.7 ± 1.11	18.9 ± 1.11
ΔE_{33}	7.1 ± 1.06	9.6 ± 1.13	11.9 ± 1.13	14.1 ± 1.15	16.4 ± 1.14	18.7 ± 1.14
ΔE_{34}	7.1 ± 1.06	9.6 ± 1.13	11.9 ± 1.13	14.1 ± 1.15	16.4 ± 1.14	18.7 ± 1.14
ΔE_{35}	8.0 ± 1.00	10.1 ± 1.07	12.3 ± 1.10	14.5 ± 1.12	16.7 ± 1.11	18.9 ± 1.11
ΔE_{36}	9.2 ± 0.9	11.1 ± 0.98	13.1 ± 1.03	15.2 ± 1.05	17.3 ± 1.06	19.4 ± 1.07

{format : angle au centre (degré) \pm ouverture angulaire $\Delta\Theta$ (degré)}

La distance à la cible était de 10 cm, ce qui nous donne également les valeurs des angles solides de chaque cellule : la valeur moyenne est de $1.58 \text{ msr} \pm 0.04 \text{ msr}$. L'angle solide total est de 57.6 msr , soit 0.5% de 4π .

Grâce à cette structure en mosaïque, nous avons pu vérifier l'alignement du détecteur. En effet, l'interpiste entre ΔE_{3-3} et ΔE_{3-4} doit appartenir au plan horizontal contenant le faisceau. En effectuant une mesure de taux de comptage sur les cellules qui représentent, deux à deux, le même angle, nous avons pu vérifier le bon alignement de l'hodoscope.

II-4. coïncidences sur l'hodoscope.

Les expériences déjà réalisées avec des Ions Lourds ont montré que les multiplicités de produits chargés observées dans la voie de sortie peuvent être assez grandes. Notre détecteur couvre un angle solide suffisant pour qu'il existe une probabilité non négligeable qu'il détecte simultanément plusieurs fragments issus d'une même réaction. Nous allons montrer que, malheureusement, la structure en pistes de l'hodoscope ne permet pas d'analyser de façon univoque ces coïncidences internes sur l'hodoscope.

Supposons donc que deux fragments traversent le premier membre de l'hodoscope et s'arrêtent dans le deuxième membre ; le premier va toucher ΔE_{2-i} et ΔE_{3-k} alors que le deuxième va toucher ΔE_{2-j} & ΔE_{3-l} . Lors de l'acquisition, nous recueillerons les informations suivantes : la piste i et la piste j de ΔE_2 sont touchées ainsi que la piste k et la piste l de ΔE_3 . Notre problème est alors de former les couples ΔE_2 - ΔE_3 ; deux solutions sont possibles :

$$\Rightarrow (\Delta E_{2-i} \text{ \& } \Delta E_{3-k}) + (\Delta E_{2-j} \text{ \& } \Delta E_{3-l})$$

$$\Rightarrow (\Delta E_{2-i} \text{ \& } \Delta E_{3-l}) + (\Delta E_{2-j} \text{ \& } \Delta E_{3-k})$$

L'ambiguïté ne peut être levée que dans certains cas particuliers, par exemple si l'on a une coïncidence entre un noyau lourd et une particule légère ; dans ce cas, les signaux électriques sont très différents. Sinon, nous sommes alors obligés de rejeter l'événement. Tout au long de l'analyse, nous devons donc prendre garde à ce que ce phénomène ne vienne pas biaiser les résultats.

III Détection des neutrons

Dans notre expérience, nous avons choisi d'utiliser la multiplicité de neutrons associée à chaque événement comme observable privilégiée. Dans ce chapitre, nous allons d'abord donner les principaux éléments pour comprendre comment fonctionne, d'une manière tout à fait générale, le type de détecteur que nous avons utilisé. Nous verrons ensuite les principaux problèmes liés à cette détection. Nous détaillerons plus particulièrement le détecteur ORION que nous avons utilisé lors de l'expérience présentée ici.

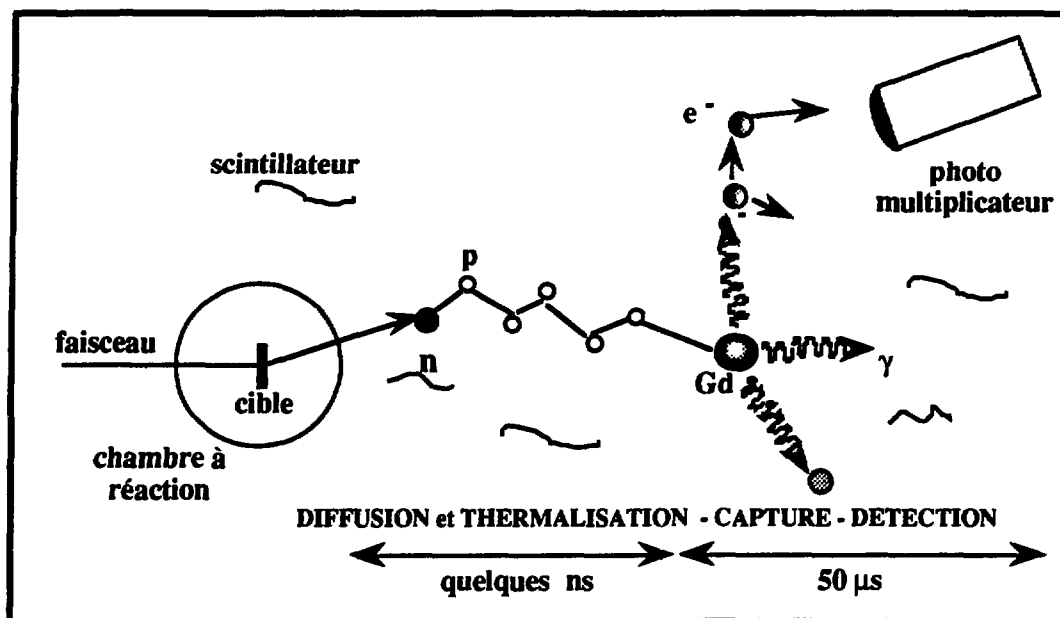
III-1 Le principe de la détection des neutrons.

Le principe de fonctionnement de ce type de détecteur de neutrons remonte aux années 50. Une première description détaillée est faite dans un article de Reines en 1954 [Re 54]. Par la suite, ce type de détecteur a beaucoup servi, par exemple pour les études de sections efficaces de captures de neutrons [Gu 78], pour les mesures de sections efficaces des réactions (n, 2n) [Fr 76] ou encore pour la recherche des éléments superlourds [Ch 72].

A la base, ces "compteurs de neutrons" se présentent sous la forme d'une cuve de scintillateur liquide qui entoure complètement le lieu des réactions nucléaires. Ce sont donc des détecteurs 4π . Les scintillateurs utilisés sont composés de produits de faibles numéros atomiques. Pour augmenter l'efficacité de détection de façon significative, on dope le scintillateur avec des noyaux ayant une très grande section efficace de capture des neutrons (σ_{cn}). L'élément le plus utilisé est le Gadolinium dont les isotopes $A = 155$ et $A = 157$ ont des sections efficaces σ_{cn} respectives de 61000 barns et 255 000 barns pour les neutrons thermiques [Ho 77]. Avec ce noyau, la capture d'un neutron se traduit, en moyenne, par l'émission de trois gammas d'énergie totale 8.46 MeV et 7.87 MeV suivant l'isotope.

La procédure de détection des neutrons est schématisée sur la figure 3. Les neutrons sont généralement produits au centre du détecteur. Ces neutrons commencent d'abord par perdre une très grande partie de leur énergie par diffusion élastique avec les atomes d'hydrogène présents dans le scintillateur : en quelques nanosecondes, les neutrons sont ralentis de plusieurs MeV à quelques électrons-volts. Ce ralentissement est signé par un signal rapide ("pic prompt") correspondant à l'interaction des protons de recul avec le scintillateur.

Ensuite, les neutrons diffusent dans la cuve et continuent de perdre un peu d'énergie. Au bout de quelques centaines de nanosecondes, ils sont complètement thermalisés et ont alors une forte probabilité d'être capturés par les noyaux de gadolinium. Les gammas qui résultent de cette capture sont ensuite détectés par des photomultiplicateurs (PM) ; ceux-ci ne recouvrent qu'une faible partie de la surface totale du détecteur (quelques pour-cent) ; pour augmenter la collection de la lumière, on peut recouvrir l'intérieur de la cuve de peinture réfléchissante.



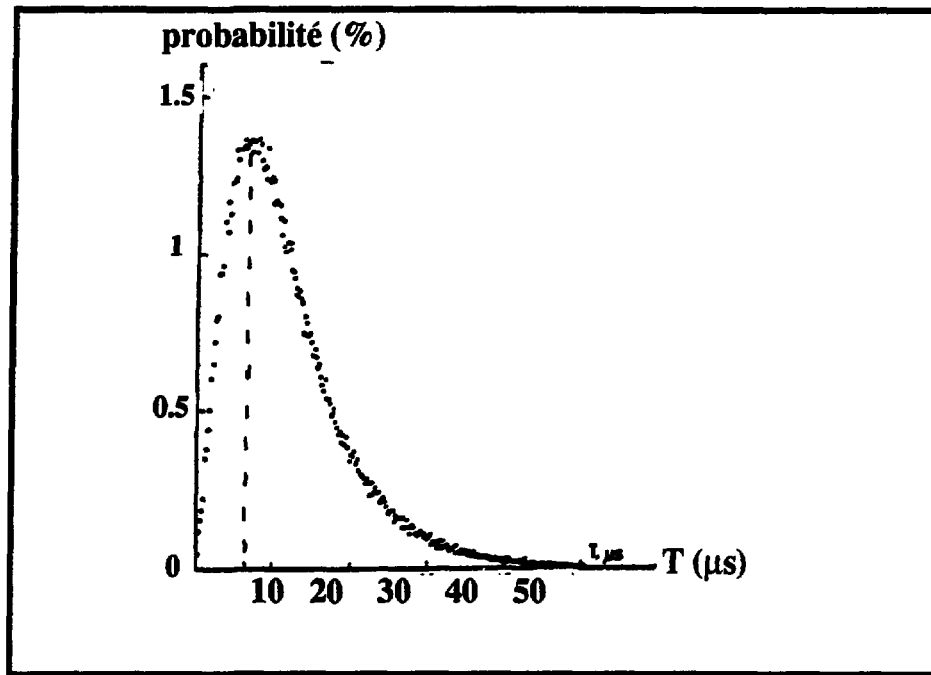
▲ FIG 3 : principe de détection d'un neutron dans un scintillateur liquide

Parker et al ont montré [Pa 68] que l'on peut décrire la distribution de probabilité de capture en fonction du temps en ne tenant compte que de la densité en gadolinium et en hydrogène du scintillateur. Cette distribution s'exprime de la façon suivante :

$$h(t) = [t(\beta - \Theta) - 1]e^{-\Theta t} + e^{-\beta t} \text{ (eq. I-1)}$$

β est une caractéristique de la "force" de capture et est donc proportionnelle à la densité en gadolinium ; Θ est une caractéristique de la propriété de modération du scintillateur et est, elle, proportionnelle à la densité en hydrogène. La charge en gadolinium est donc importante dans ce principe de détection. Pour pouvoir mesurer la multiplicité des neutrons, il est en effet essentiel de pouvoir compter ces neutrons un à un. Pour satisfaire à cette condition, il faut diminuer le poids en gadolinium à des taux faibles, de l'ordre de 0.2 à 0.5 % [Ja 83], afin de limiter la probabilité de capture de deux neutrons au même instant.

La figure 4 montre la distribution dans le temps de la probabilité de capture des neutrons pour un détecteur chargé à 0.3% (en poids) de gadolinium. Elle montre qu'une porte de comptage d'environ 50 μs nous assure de la détection de plus de 95% des neutrons et que le temps le plus probable de capture est de 7 à 8 μs . Les détecteurs de neutrons sont donc des détecteurs très lents.



▲ FIG 4 : distribution de la probabilité de capture d'un neutron dans un scintillateur chargé au gadolinium (0.3% en poids) en fonction du temps. La ligne pointillée indique le temps correspondant à la valeur la plus probable.

III-2 Les problèmes inhérents à la détection des neutrons.

La mesure de la multiplicité de neutrons doit être corrigée de deux effets principaux : l'efficacité de détection et le bruit de fond accompagnant les mesures :

a) L'efficacité de détection.

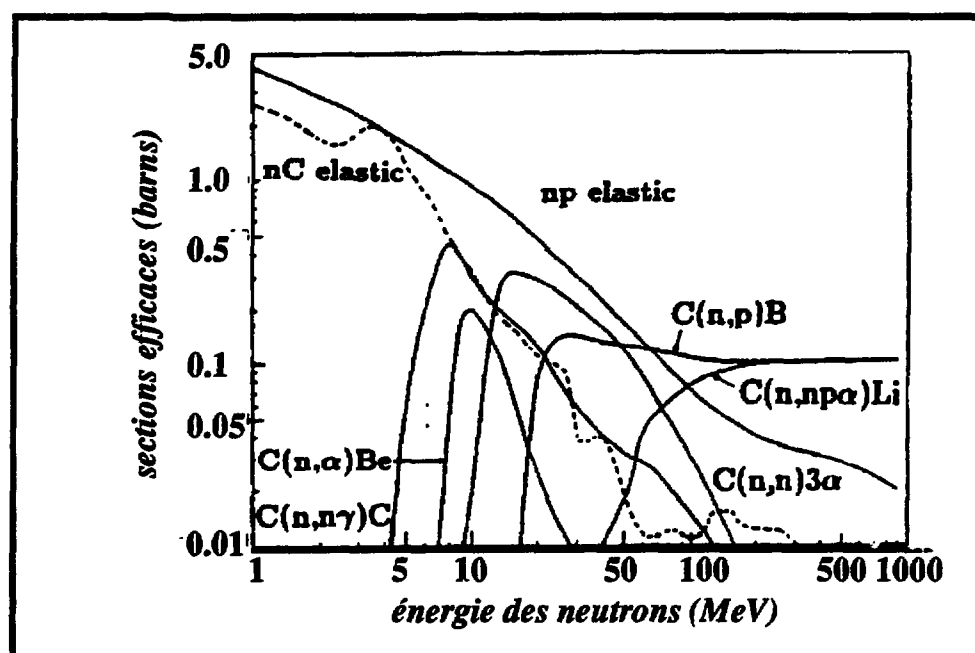
Nous pouvons définir l'efficacité ε par le rapport entre le nombre de neutrons détectés et le nombre de neutrons émis :

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{détectés}}}{N_{\text{émis}}}$$

Certains neutrons peuvent ne pas être détectés pour trois raisons essentielles : soit ils s'échappent du détecteur sans être capturés, soit il y a eu une mauvaise collection de la lumière, soit les neutrons ont été transformés ou absorbés.

La figure 5 montre les sections efficaces de diverses réactions mettant en jeu un neutron et un composant du scintillateur, en particulier le carbone, en fonction de l'énergie du neutron [St 78]. Nous voyons que, si la diffusion n-p domine à basse énergie, les autres réactions deviennent très importantes à haute énergie. Si le neutron induit une réaction, il peut être absorbé et disparaître ; ce neutron ne sera donc pas détecté.

Grossièrement, nous pouvons donc distinguer deux régimes de non-détection qui dépendent de l'énergie des neutrons. A basse vitesse, les neutrons interagissent essentiellement par diffusion n-p et l'efficacité de détection est liée à l'efficacité de la collection de lumière par les photomultiplicateurs. A grande énergie, soit le neutron s'échappe sans être capturé, soit il disparaît dans une réaction nucléaire. Pour pallier l'échappement, on peut augmenter le volume du détecteur, mais nous ne pouvons pas compter sur une efficacité de 100 % en raison des réactions nucléaires induites par le neutron. De plus, nous verrons que l'augmentation du volume pose d'autres problèmes et il faut donc chercher une solution géométrique optimale pour le détecteur.



▲ FIG 5 : sections efficaces de différentes réactions mettant en jeu un neutron et un composant du scintillateur dans un détecteur de neutrons [St 78]

Pour pouvoir estimer l'efficacité d'un détecteur de neutron dans différentes situations, un programme de simulation a été mis au point par Poitou et Signarbieux [Po 74], le programme DENIS : Détection Efficiency of Neutrons In Scintillateur. Après diverses mises à jour, ce programme permet de tenir compte de la géométrie du détecteur et des caractéristiques cinématiques de la source (position, vitesse, angle) ; on suppose que cette source émet les neutrons isotropiquement dans son référentiel propre. Ce programme est de type Monte-Carlo. Pour un neutron donné, on tire d'abord au sort la direction initiale d'émission de façon isotrope. L'histoire du neutron est ensuite suivie à travers tout le détecteur : on tire aléatoirement la distance entre deux interactions ainsi que la nature de l'interaction, et on suit le neutron jusqu'à ce qu'il réagisse avec les constituants présents ou jusqu'à ce qu'il sorte du détecteur. Les hypothèses faites sont que la diffusion dans le centre de masse est isotrope et qu'un neutron d'énergie inférieure à 0.1 MeV est thermalisé. Les sections efficaces des diverses réactions nucléaires sont introduites. En cas de capture par le gadolinium, on suit alors l'histoire des gammas issus de cette capture. Avec ce programme, nous pourrions donc tester l'efficacité de détection d'un détecteur donné en fonction de l'énergie des neutrons pour diverses réactions.

b) sources de bruit et de mauvais comptage

Pendant le temps du comptage des neutrons, le détecteur subit des phénomènes externes à la réaction qui vont venir perturber la détection. Le scintillateur va ainsi être sensible aux rayonnements extérieurs qui vont se superposer aux gammas issus de la capture des neutrons par le gadolinium. Nous pouvons penser ici non seulement au rayonnement cosmique, mais aussi à un rayonnement provenant du laboratoire lui-même. Par exemple, au GANIL, les murs et les plafonds constituent une source de rayonnement gamma en raison des isotopes radio-actifs du potassium contenu dans le béton. Le flux de ce rayonnement étant globalement constant par rapport à la taille du détecteur, le bruit de fond sera d'autant plus grand que la surface du détecteur sera grande, et nous voyons donc que celui-ci ne peut pas avoir une taille trop importante si l'on veut avoir une valeur raisonnable pour le bruit de fond.

D'autre part, lors d'une expérience, les noyaux projectiles ne sont pas amenés un par un vers la cible, mais par paquets. Nous verrons au chapitre IV les structures exactes des faisceaux que nous employons et les implications sur le dénombrement des neutrons, mais nous pouvons déjà concevoir que ce mode par paquet peut entraîner une mauvaise estimation de la multiplicité de neutrons : lorsqu'un de ces paquets arrive, il peut y avoir soit aucune, soit une, soit plusieurs réactions, et ceci de façon complètement aléatoire.

Nous voyons donc que nous avons deux phénomènes qui vont venir perturber le comptage des neutrons de façon aléatoire : le bruit de fond et le nombre de réactions dans chaque paquet de faisceau. Ces perturbations peuvent être estimées statistiquement ; nous verrons dans le paragraphe suivant la technique que nous avons utilisée.

Il nous faut également tenir compte d'une autre source de bruit : comme tout dispositif électronique ou opto-électronique, les photomultiplicateurs ont un bruit propre. Pour éliminer une partie importante de ce bruit, nous mettons un seuil minimal sur le signal électrique. Mais un signal dû au bruit peut être suffisamment grand pour dépasser ce seuil. Pour optimiser la détection, nous imposons donc la coïncidence entre les signaux d'au moins deux photomultiplicateurs pour accepter l'événement, ce qui permet de supprimer un grand nombre de ces événements aléatoires (et donc non corrélés en temps).

Pour bien déterminer la multiplicité des neutrons lors de notre analyse, il nous faudra encore tenir compte d'un autre problème lié à la mesure expérimentale : la discrimination en temps de notre électronique. Cette discrimination en temps a une valeur finie, il n'est pas impossible que la capture de deux neutrons donnent deux signaux indiscernables en temps pour l'électronique. Pour le système de mesure, il n'y aura alors eu, en apparence, qu'un seul neutron émis.

Nous voyons donc que lorsque nous voudrions déterminer le nombre exact de neutrons émis lors d'une réaction, nous aurons un important travail de traitement à apporter à la valeur brute donnée par le détecteur pour tenir compte de son efficacité ainsi que des diverses sources qui viennent biaiser le dénombrement des neutrons.

III-3 Le détecteur de neutrons ORION

ORION = ORganic Interceptor Of Neutrons...

Dans la mythologie grecque, Orion était un chasseur géant, fils de Poséidon. Artémis le fit piquer par un scorpion ; le scorpion et lui-même furent changés en constellation... C'est dans cette constellation d'Orion que l'on trouve la nébuleuse M42, prototype des nébuleuses gazeuses où naissent les étoiles suivant un scénario proche de certaines réactions nucléaires que l'on peut simuler en laboratoire avec les faisceaux d'Ions Lourds. Chasseur géant de neutrons, piqué par le dard du faisceau d'ions, notre détecteur porte tout naturellement ce nom !

A la date de l'expérience Pb+Au, ORION était le plus volumineux des détecteurs de neutrons avec un volume de 3 m³ ⁽¹⁾ (figure 6). Le scintillateur est du pseudocumène. La cuve est entourée par 22 photomultiplicateurs et une chambre à réaction est incluse en son milieu.

⁽¹⁾ Une version plus volumineuse ("ORION II") est utilisée depuis août 91

Cliché GANIL

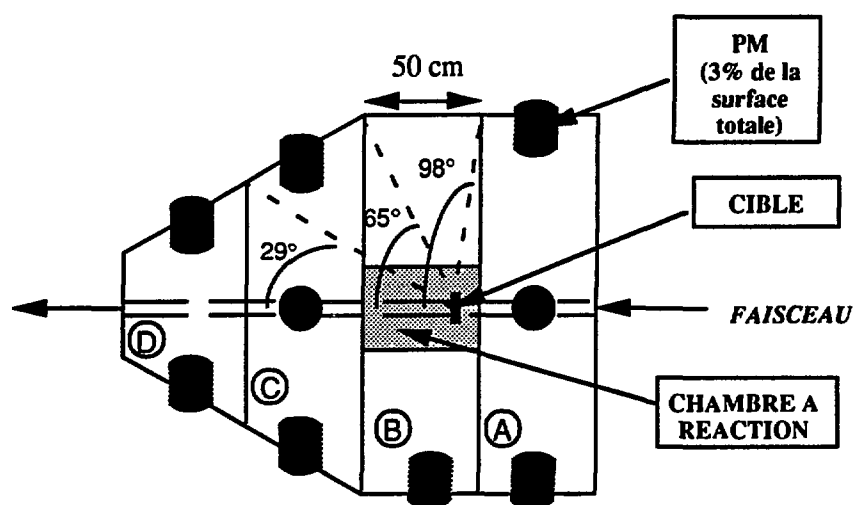
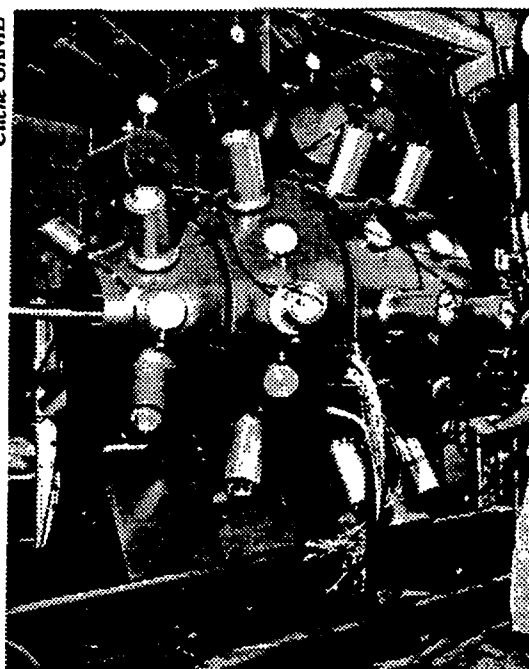


Fig 6 : le détecteur de neutrons ORION

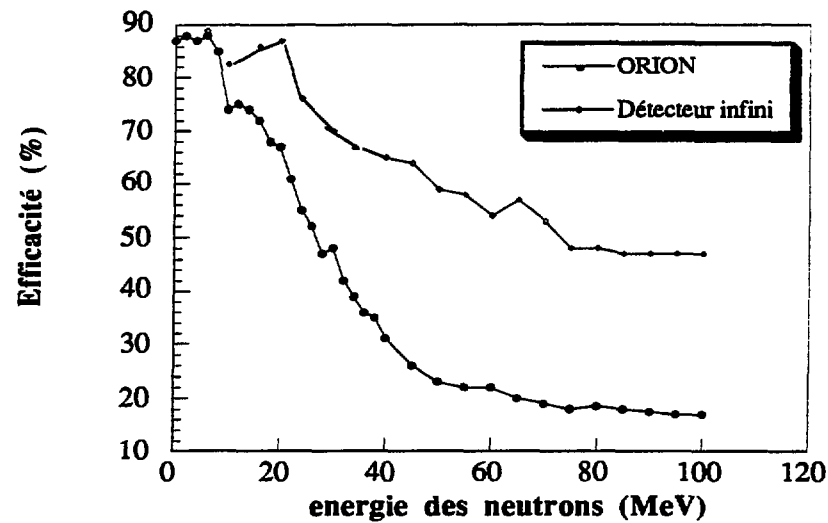
Sa géométrie n'est pas sphérique comme les autres détecteurs, mais a uniquement une symétrie axiale avec un volume de liquide plus grand à l'avant de la cible qu'à l'arrière. Cette géométrie a été choisie pour optimiser l'efficacité de détection pour les collisions d'Ions Lourds. En effet, cinématiquement, les neutrons émis aux petits angles vont avoir en moyenne une énergie beaucoup plus grande que les neutrons émis aux grands angles. En adoptant cette forme, nous pouvons espérer diminuer le nombre de neutrons qui s'échappent du détecteur sans être capturés et augmenter ainsi l'efficacité du détecteur.

ORION présente l'autre particularité d'être divisé en 4 secteurs (que nous nommerons secteur A, B, C et D), ce qui permet d'atteindre à une distribution angulaire - grossière - des neutrons. Sur la figure 6, nous trouvons quelques caractéristiques géométriques de cette répartition. L'inconvénient de cette structure est un phénomène de diaphonie propre à ORION : prenons un exemple : si un neutron est capturé par un noyau de gadolinium du secteur B, un des trois gammas résultants pourra être détecté dans un des secteurs jouxtant le secteur B (A ou C). Pour obtenir le nombre total de neutrons mesurés, il faut enlever le nombre de neutrons ainsi comptés deux fois :

$$N_{\text{total}} = N(A) + N(B) + N(C) + N(D) - N(A+B) - N(B+C) - N(C+D)$$

Comme nous l'avons dit dans le paragraphe III-2-a, le programme de simulation de l'efficacité de détection DENIS prend en compte la géométrie du détecteur. La sectorisation d'ORION est incluse dans la simulation et nous permet donc de comparer avec l'expérience non seulement la distribution de multiplicité, mais aussi la répartition avant-arrière des neutrons [Ga 90]. Nous avons donc simulé l'efficacité d'ORION avec ce programme en fonction de l'énergie des neutrons. Comme l'efficacité de la collection de la lumière pour les photomultiplicateurs peut difficilement être simulée (elle est liée entre autre à la qualité de leur collage sur les hublots), la courbe d'efficacité calculée en fonction de l'énergie doit être normalisée sur des valeurs expérimentales. Pour pouvoir ajuster ces courbes, nous utilisons des mesures faites avec la source de californium présentée lors de l'expérience (cf chapitre I). Le californium est une source de fission spontanée qui émet, en moyenne, 3.8 neutrons par événement de fission ; l'énergie de ces neutrons est faible et vaut 2 MeV en moyenne. En mesurant le nombre moyen de neutrons détectés par ORION, et en tenant compte du bruit de fond nous obtenons une valeur de référence pour l'efficacité (environ 85 % pour les neutrons du californium). Connaissant cette valeur, nous obtenons la courbe de la figure 7 (ORION).

Nous voyons donc qu'ORION a une forte efficacité de détection (85 %) pour les neutrons lents d'énergie inférieure à 10 MeV. Au delà de 10 MeV, l'efficacité chute fortement en raison de l'apparition des autres voies de réactions pour le neutron. Les diverses irrégularités de la courbe d'efficacité peuvent également s'expliquer par les sections efficaces de ces réactions. Au delà de 70 à 80 MeV, l'efficacité semble se stabiliser autour d'une valeur proche de 20 %. Pour ces hautes vitesses, il convient de rappeler l'hypothèse faite dans le calcul sur l'isotropie des diffusions des neutrons dans le référentiel du centre de masse, hypothèse qui n'est plus valide pour ces hautes énergies, ce qui peut apporter des sources importantes d'erreurs dans la simulation.

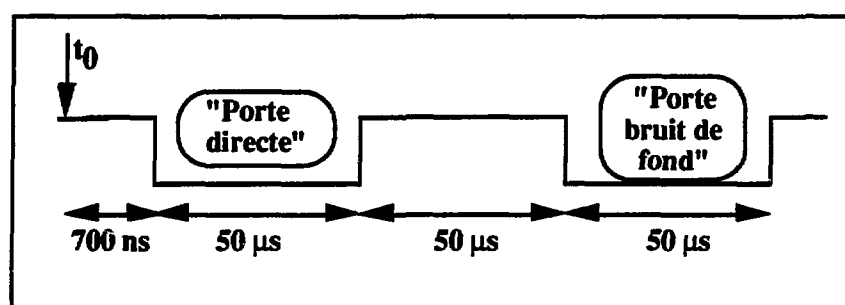


▲ FIG 7 : efficacité de détection du détecteur ORION comparée à l'efficacité d'un détecteur infini en fonction de l'énergie des neutrons.

Sur la figure 7, nous avons également porté la courbe d'efficacité d'un détecteur de volume infini. Bien sûr, nous voyons que nous pourrions encore gagner sur l'efficacité d'ORION ; mais elle n'atteindra jamais 100%. Rappelons aussi que le bruit de fond dû au rayonnement extérieur dépend de la surface du détecteur. L'augmentation du volume d'ORION par un facteur deux ne se traduirait que par un faible gain d'efficacité et serait accompagné d'un accroissement important du bruit de fond.

De ces courbes, nous pouvons tirer les conclusions suivantes : les effets d'entraînement (vitesse de source d'émission des neutrons) seront donc importants quant à l'efficacité de détection. Si nous prenons par exemple une collision binaire, en cinématique directe, pour un système très dissymétrique, nous ne détecterons quasiment que les neutrons issus de la quasi-cible. Pour un système donné, l'utilisation du programme Denis va donc nous permettre d'estimer l'efficacité d'ORION pour divers scénarios de réaction.

Durant l'expérience, nous avons estimé le bruit de fond et les empilements présents pendant le comptage des neutrons grâce à la mesure schématisée sur la figure 8:



▲ fig 8 : structure en temps du comptage des neutrons

La "porte directe" (ou encore "porte neutrons") est ouverte pendant 50 µs (durée pendant laquelle le comptage des neutrons est autorisé) et ceci 700 ns après le t_0 de la réaction. Ainsi que cela a été dit au paragraphe précédent, il faut déconvoluer du comptage de cette porte le comptage dû au bruit de fond et celui dû aux empilements. Pour cela, une porte de comptage est ouverte systématiquement pendant 50 µs après la porte directe. Les comptages effectués durant cette porte nous permettent d'estimer statistiquement la distribution des bruits de fond et des empilement.

En résumé, les informations fournies par ORION au cours de notre expérience seront :

- ☛ $M_n(A), \dots, M_n(E)$: les multiplicités de neutrons brutes associées à une réaction dans les secteurs A, B, C, D ainsi que la multiplicité totale ("secteur E")
- ☛ $BdF(A), \dots, BdF(E)$: les bruits de fond et empilements associés
- ☛ le signal rapide ("pic prompt") qui permet d'avoir une bonne référence en temps

IV - Faisceauologie

IV-1 mesure de neutrons et structure de faisceau

Nous avons vu que la détection des neutrons est assez longue dans le temps puisqu'il faut un temps de 50 μ s pour compter 95 % des neutrons d'une réaction. La structure idéale d'un faisceau serait d'amener en un court instant un nombre suffisant de particules sur la cible pour avoir :

- ☛ une probabilité d'avoir une seule réaction assez grande
- ☛ une probabilité d'avoir deux réactions assez faible

et de renouveler ceci aussi souvent que possible.

Au GANIL, Le faisceau est fourni sous forme de bouffées de particules. Chacune d'elles est accélérée par deux cyclotrons dont la pulsation de la tension accélératrice va en donner la fréquence (typiquement $f = 10^7$ Hz ; la largeur d'une bouffée est d'environ 2 ns. La solution idéale consiste donc à faire délivrer une très grande intensité de faisceau par le Ganil et à hacher le faisceau avec un générateur de haute tension ("hacheur rapide") qui permet de ne laisser passer une bouffée de faisceau que toutes les 50 μ s. De cette manière, on respecte au mieux le temps de capture des neutrons par le gadolinium, on sait qu'aucune autre réaction n'est possible pendant le comptage tout en conservant une probabilité de réaction suffisante.

Cette structure correspond au mieux à la configuration idéale si l'on a un taux de comptage raisonnable, c'est-à-dire une bonne intensité de faisceau sur la cible. Nous allons maintenant voir que cette condition n'est pas remplie avec le faisceau de plomb que nous avons eu à disposition pour notre expérience, et que cela nous a amené à travailler avec un faisceau continu.

VI-2 caractéristiques du faisceau de plomb

Ce faisceau de plomb ^{208}Pb était le premier faisceau très lourd disponible au GANIL après l'opération d'augmentation de l'énergie (OAE) effectuée en 1989. Ce faisceau a les caractéristiques suivantes :

- ☛ énergie finale : 29.05 MeV/u
- ☛ fréquence : 7.82 MHz ($T = 128$ ns)
- ☛ état de charge : $Q = 23^+$ en sortie de CCS₁, $Q = 56^+$ en sortie de CCS₂
- ☛ intensité maximale : 45 nA ou $0.049 \cdot 10^{11}$ particules par seconde

IV-3 taux de comptage avec le faisceau de plomb

Dans cette expérience, nous avons utilisé le premier faisceau de plomb utilisable au GANIL. Mais nous voyons que pour cette "première", il y avait un revers à la médaille !! D'une part, l'énergie était limitée à 29 MeV/u, mais nous avons vu en introduction que cela n'est pas trop préjudiciable à nos motivations. Par contre, le deuxième problème est l'intensité. Sans hacheur, elle est limitée au maximum à 45 nA sur cible. Or, ORION est très sensible à la qualité du faisceau, en particulier si l'on pense au problème du bruit de fond ; il nous faut éliminer au maximum toute traîne de faisceau. Pour obtenir un faisceau de diamètre correct ($\varnothing < 5$ mm), cela suppose donc certains réglages de la machine, par exemple sur les fentes d'émission. Avec ORION, cela implique une diminution de l'intensité utile.

Le taux de réactions par seconde N est donné par

$$N = \sigma \cdot e \cdot \phi$$

où σ est la section efficace, e l'épaisseur de la cible et ϕ le nombre de particules incidentes par seconde. Si on prend :

$$\sigma = 6.5 \text{ barns } ({}^{208}\text{Pb} + {}^{197}\text{Au})$$

$$e = 2.11 \text{ mg/cm}^2 = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ noyaux/cm}^2 \text{ (cible d'or)}$$

$$\text{un faisceau d'intensité } i = 4.5 \text{ nA } (4.9 \cdot 10^8 \text{ pps}),$$

on obtient : $N = 1.93 \cdot 10^4$ réactions par secondes, soit en tenant compte de la structure en paquets du faisceau, 0.002 réaction par paquet. Si l'on décide d'utiliser un faisceau haché, pour lequel on ne garde qu'environ une bouffée sur 500, cela nous donne 39 réactions par seconde, ce qui est beaucoup trop petit, d'autant plus que notre dispositif ne couvre qu'une faible partie de l'angle solide pour les produits chargés. Il nous faut donc utiliser le faisceau dans sa structure habituelle, c'est-à-dire en continu.

Dans ce cas, le principal inconvénient est que nous continuons à avoir des réactions pendant le temps de comptage des neutrons. Il nous faut donc limiter l'intensité pour avoir un taux raisonnable de réactions. Pour ce faire, cherchons la probabilité d'avoir k réactions pendant une durée $\tau = 50 \mu\text{s}$, la première réaction ayant lieu à l'instant t_0 . Le processus est sans mémoire : la probabilité d'avoir eu une réaction à l'instant $t_0 + \Delta t$ est indépendante de la probabilité d'avoir eu une réaction à l'instant t_0 .

Avec ces hypothèses, et puisque la période des cyclotrons est très petite devant τ ($100 \text{ ns} \ll 50 \mu\text{s}$), le nombre d'événements $N(\Delta t)$ survenant entre t_0 et $t_0 + \Delta t$ vérifie une loi de Poisson et la probabilité d'avoir k événements pendant la durée τ vaut :

$$P(k) = \frac{(N_r \cdot \tau)^k}{k!} \cdot e^{-N_r \cdot \tau}$$

où N_r est le taux de réactions par seconde. Si l'on prend une valeur $N_r = 2.10^4$ réactions par seconde, nous obtenons

$$P(1) = 0.368$$

$$P(2) = 0.184$$

La probabilité d'avoir deux réactions en $50 \mu\text{s}$ est de 0.184, ce qui est beaucoup trop grand. Si nous acceptons un taux de double réaction de l'ordre de 1‰, nous serons amenés à réduire l'intensité du faisceau à environ 0.2 nA ($2 \cdot 10^7$ pps).

Au cours de l'expérience, nous avons fixé l'intensité maximale acceptable pour le faisceau en utilisant directement le comptage des neutrons. Sans cible, le détecteur compte environ 15000 coups par seconde de bruit de fond. Si l'on veut un taux de réactions de 1000 par seconde, et en prenant une moyenne de 25 neutrons par réaction (nous expliciterons ce chiffre sur les distributions inclusives de neutrons dans la partie B), il suffit de vérifier qu'ORION compte environ $15000 + 25 \cdot 1000 = 40000$ impulsions par seconde. Nous avons donc vérifié en ligne que nous avions une bonne intensité de faisceau pour mesurer correctement les neutrons en contrôlant périodiquement cette valeur de taux de comptage.

V Electronique de détection et d'acquisition

V.1. L'électronique de détection des produits chargés

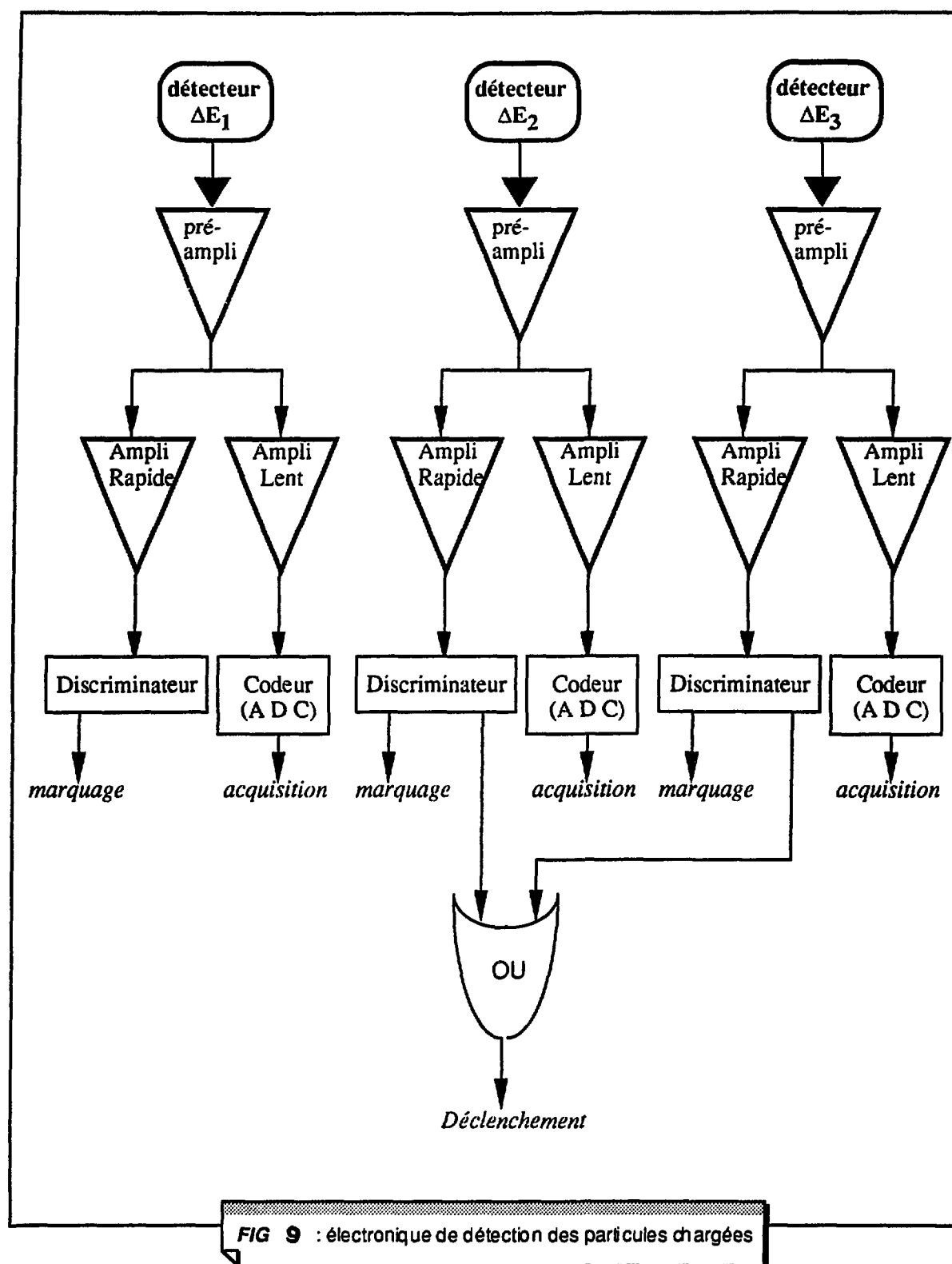
Le principe général des détecteurs solides est de donner un signal électrique dont la charge dépend de la nature de la particule qui le traverse ou s'y arrête, ainsi que de son énergie ; l'interaction ion-matière a été formalisée par Bethe et des méthodes ont été élaborées pour pouvoir caractériser le fragment qui interagit avec le détecteur. Pour pouvoir exploiter cette information électrique brute, il faut d'abord la mettre en forme, la traiter puis l'enregistrer.

Le signal électrique qui résulte du dépôt d'énergie de la particule dans le silicium est très petit (quelques millivolts) ; nous allons d'abord l'amplifier une première fois dans un pré-amplificateur de charge. Lorsqu'un signal sort de ce préamplificateur, il signifie la détection d'une particule. Nous pouvons alors l'envoyer d'une part sur un amplificateur rapide qui conservera l'instant d'arrivée de cet événement et, d'autre part, sur un amplificateur lent qui permettra de mesurer l'énergie déposée.

Nous avons appliqué ce traitement à l'ensemble de nos détecteurs de produits chargés. Chacune de nos voies de détection (chaque piste de silicium pour l'hodoscope) nous donnera ainsi un signal rapide et un signal linéaire proportionnel au dépôt d'énergie de la particule. Nous avons également mis à profit le signal rapide pour marquer les événements. Afin de simplifier la description, nous allons présenter le schéma du traitement pour un de nos détecteur, par exemple "QP₁" qui était composé de trois membres (cf chapitre I). La figure 9 montre le schéma du traitement pour ce détecteur.

Le signal du pré-amplificateur de charge est distribué vers un amplificateur linéaire et vers un amplificateur rapide. Le signal linéaire est codé par un codeur d'amplitude ("ADC"), lui même validé par un signal "strobe" fournit par un configurateur (que nous décrirons dans le paragraphe 3). Lorsque ce signal est présent, il signifie que l'événement a été accepté et que l'on va numériser le signal. Nous avons utilisé des codeurs au standard CAMAC.

Le signal rapide est envoyé sur un discriminateur. Le signal de sortie va servir d'une part pour le marquage des voies (destiné au contrôle en ligne : paragraphe 4) et, d'autre part, pour le déclenchement. Le signal de déclenchement, destiné à démarrer l'acquisition, est fourni par un "OU" des signaux rapides de tous les membres, le premier membre excepté pour tous les détecteurs "QP" et les détecteurs "PL", comme on le voit sur la figure 9 dans le cas de QP₁.



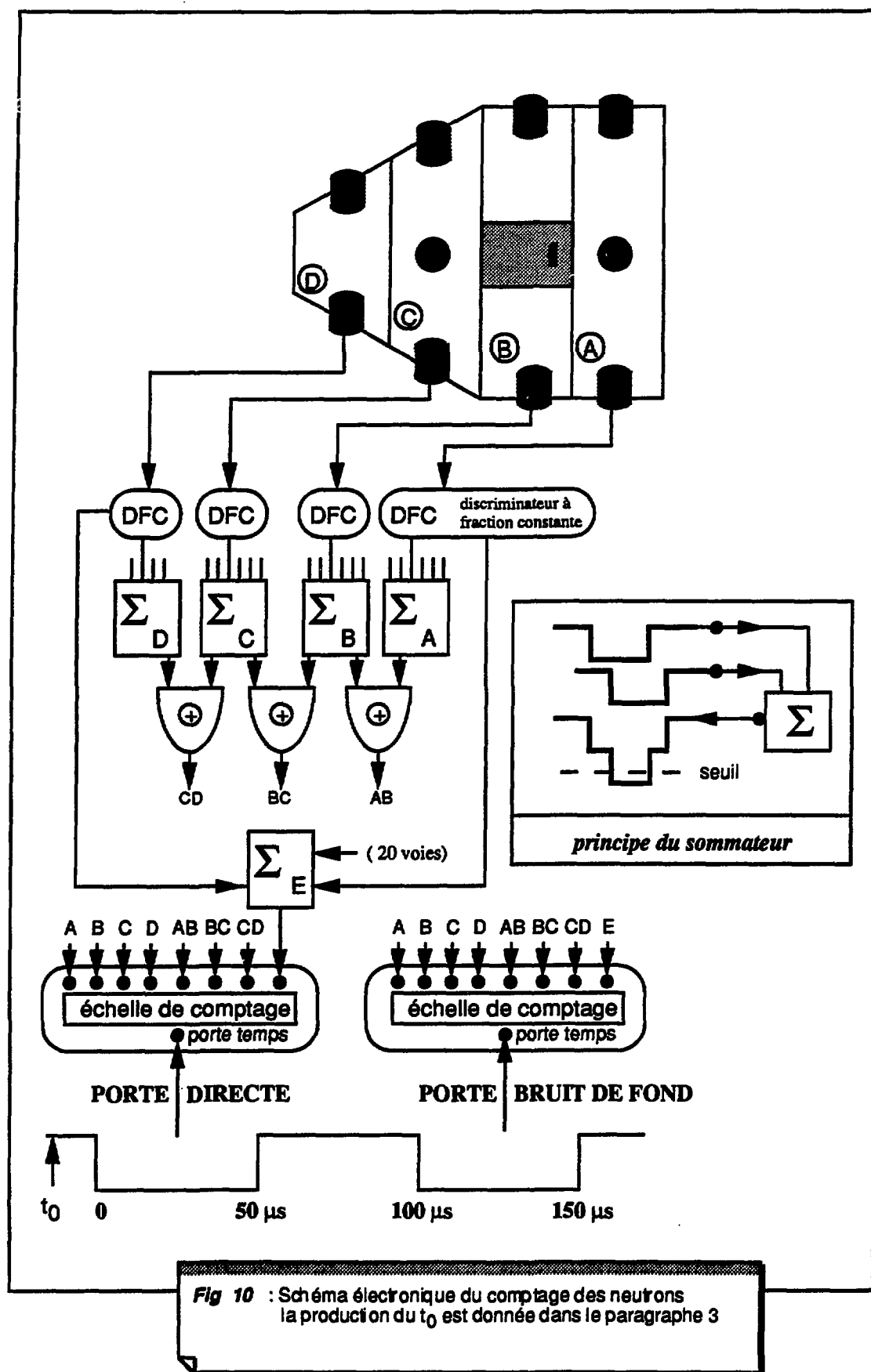
V-2. L'électronique de détection des neutrons

Pour les neutrons, le traitement des informations est bien sûr différent de celui pour les produits chargés. Il s'agit ici d'une part de traiter le signal correspondant à la collection de la lumière par les photomultiplicateurs, et de compter ensuite ces signaux pour en déduire une multiplicité. D'une façon générale, il faut de plus respecter les temps propres au principe de cette détection décrit dans le chapitre III. Dans le cas d'ORION, il faut pouvoir mesurer les différentes contributions de la multiplicité dans chacun de ces secteurs et pouvoir tenir compte de la diaphonie (cf III-3). L'ensemble du comptage est mis en temps à partir d'un signal de déclenchement (t_0) qui va marquer l'occurrence de la réaction pour laquelle nous voulons connaître la multiplicité des neutrons. Dans la figure 10, nous présentons un schéma d'ensemble qui explique comment nous réalisons ce dénombrement ; la production du t_0 sera expliquée dans le paragraphe 3.

Les signaux des PM sont d'abord envoyés sur des discriminateurs à fraction constante ; la sortie de chacun de ces discriminateurs est envoyée sur quatre sommateurs (un sommateur par secteur : Σ_A , Σ_B , Σ_C et Σ_D). On réalise alors la sommation des signaux logiques. L'amplitude du signal somme indique le nombre de PM touchés. En mettant un seuil pour avoir au moins deux PM touchés, nous éliminons une partie du bruit propre à ces PM. Pour un secteur donné, nous obtenons ainsi le signal correspondant à la détection d'un neutron. Ce signal est envoyé vers une échelle de comptage qui est, elle, validée par une porte de 50 μ s construite à partir du t_0 .

Pour pouvoir compter le nombre global de neutrons, il nous faut encore un signal correspondant à tout le détecteur (que nous identifions comme le "secteur" E). Pour ce faire, nous utilisons un sommateur du même type que précédemment sur lequel sont envoyés l'ensemble des signaux issus des discriminateurs et nous obtenons ainsi le signal "E". Enfin, pour mesurer la diaphonie entre les secteurs, nous comptons les coïncidences entre les signaux issus de deux sommateurs correspondant à deux secteurs voisins.

Il nous reste donc à expliquer comment est fabriqué le signal t_0 qui règle la mise en temps. Ce signal provient d'un "configurateur" qui assure le déclenchement et est géré par une électronique logique ; dans le paragraphe suivant, nous allons définir et décrire cette partie de l'acquisition.



V-3. L'électronique logique - le déclenchement de l'acquisition.

Notre but est d'enregistrer chacune des particules détectées à un instant t_0 . Il faut donc d'abord décider si l'on acquiert ou non un événement. Ensuite, si l'événement est retenu, il faut mettre en temps toutes les étapes de l'acquisition, c'est-à-dire le traitement des informations, leur codage, la lecture des codeurs et l'écriture sur bande magnétique de l'information numérisée. Pour ce faire, nous avons utilisé une série de modules développés dans ce but au GANIL [Ma 85]. Cet ensemble de modules, appelé configurateur, est vaste ; dans notre expérience, nous avons principalement utilisé trois Modules de Décision Rapide (MDR), un Séquenceur d'Utilité Générale (SUG) et deux Unités de Coïncidence Rapide (UCR). Le configurateur est un système modulable permettant des fonctionnalités multiples. Le fonctionnement que nous allons décrire est celui que nous avons adopté pour notre expérience, mais ne correspond en aucun cas à un cas général d'utilisation.

□ MDR :

Ce module nous a essentiellement servi à accepter ou à rejeter un événement. Pendant une fenêtre de Temps Rapide (TR) fixée par l'utilisateur, le MDR vérifie si la configuration présente sur l'ensemble de ses huit voies d'entrée correspond à une configuration qu'il doit retenir. Pour cela, on programme des matrices internes au MDR. Si la configuration est bonne et si l'ensemble n'est pas en temps mort, un ordre de pré-analyse (OPA) est généré à la fin de la fenêtre TR.

□ SUG :

Son rôle est de gérer la mise en temps de l'ensemble des signaux et des opérations acquisition. De plus, c'est le SUG qui va générer la fenêtre de Temps Rapide.

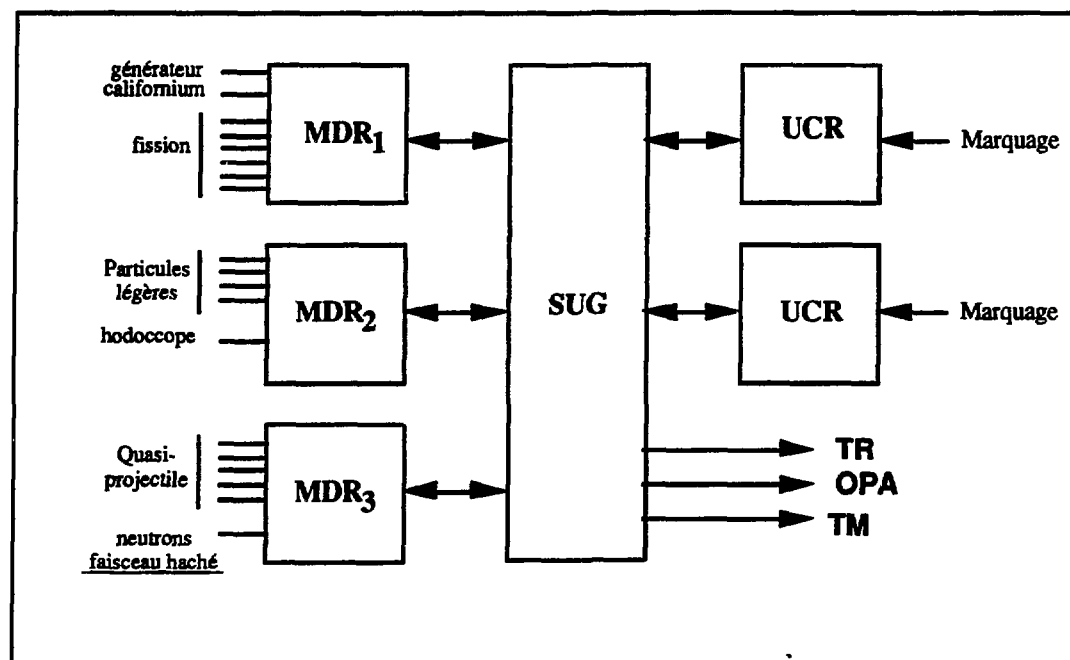
□ UCR:

Il permet de marquer la présence de certaines voies pendant une fenêtre en temps. Dans notre expérience, nous nous servons de deux UCR essentiellement dans un but de contrôle en ligne et de visualisation.

L'idée de base pour notre déclenchement est la suivante : lorsqu'un détecteur est touché, un signal va se présenter sur l'entrée correspondante d'un MDR ; le SUG fournit alors son signal TR et les MDR vont alors contrôler l'ensemble de la configuration présente sur leurs entrées durant ce signal. Au cours de l'expérience, nous avons accepté toutes les configurations possibles qui pouvaient se présenter lors de l'expérience.

Les signaux envoyés sur les MDR pour déclencher l'acquisition étaient donc :

- ☞ pour chaque télescope : un OU des voies logiques des derniers membres
- ☞ pour l'hodoscope : un OU de toutes les voies logiques
- ☞ un signal provenant d'un générateur d'impulsions
- ☞ le signal provenant de la voie logique du détecteur pour le californium
- ☞ pour les neutrons et exclusivement en faisceau haché : le signal rapide (pic prompt) d'ORION correspondant au ralentissement des neutrons (cf p 19).



▲ FIG 11 : déclenchement de l'acquisition par le configurateur
(les abréviations sont explicitées dans le texte)

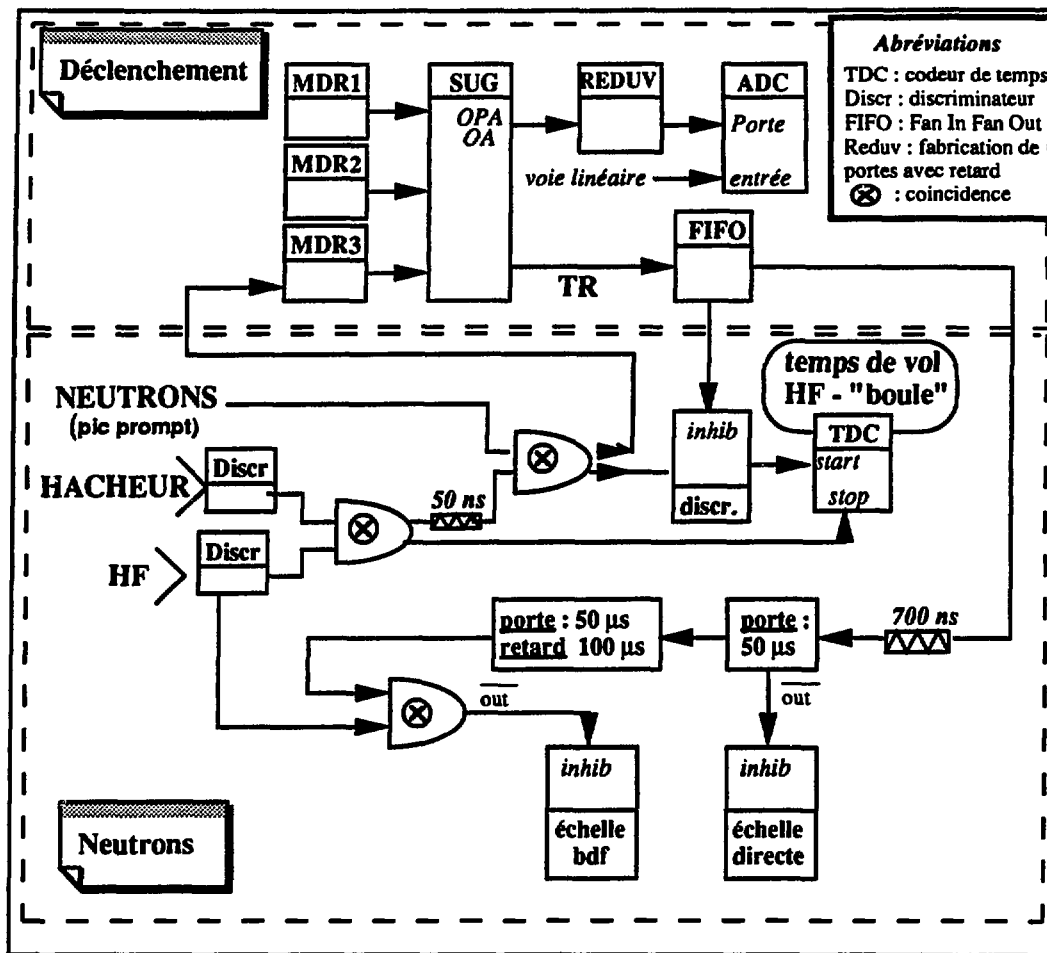
Pour marquer chaque configuration, nous envoyons donc le signal logique correspondant sur un Module de Décision Rapide. Lorsqu'un MDR est touché, le SUG génère son signal TR. Si l'acquisition a déjà été lancée auparavant, le Séquenceur d'Utilité Générale a généré un signal de Temps Mort (TM) pendant tout le temps nécessaire à l'acquisition complète de l'événement (déclenchement, codage, lecture et écriture sur bande magnétique), et le configurateur est bloqué. Si le signal TR est généré, alors le MDR vérifie la configuration et déclenche l'acquisition. Cette étape de l'acquisition est schématisée sur la figure 11.

Supposons maintenant que l'événement ait été accepté. Il nous faut encore déterminer les éléments qui permettent de définir complètement la mise en temps de l'acquisition des données. Nous avons vu dans les paragraphes précédents que, d'une part, nous avons besoin de marquer le début de la réaction (temps t_0) pour pouvoir ouvrir les portes de comptage des neutrons et, d'autre part, qu'il nous faut générer des signaux "strobe" pour le bon fonctionnement des codeurs. C'est le configurateur qui va nous servir à réaliser ces opérations.

Pour cette expérience, le t_0 choisi est l'apparition du signal TR. Suivant que nous utilisons un faisceau continu ou haché, ce signal a différentes origines qui correspondent aux diverses configurations que nous avons fixées. D'une façon générale, les détecteurs de produits chargés pourront venir déclencher ce TR aussi bien en faisceau continu qu'en faisceau haché. Ces détecteurs présentent des réponses en temps différentes, et il a fallu en minimiser la fluctuation.

Avec un faisceau haché, ce sera principalement le détecteur de neutrons qui fournira ce déclenchement. En effet, nous avons vu (III-3) que la thermalisation des neutrons fournit un signal rapide ("pic prompt"). Pour minimiser les déclenchements fortuits, le signal logique que l'on amène sur le MDR est donné par la coïncidence triple entre un signal synchrone de la HF des cyclotrons, un signal synchrone du hacheur rapide et ce signal rapide d'ORION. En raison de la mise en temps des détecteurs solides, cette coïncidence triple sera généralement le signal le plus rapide pour venir déclencher le TR. En faisceau continu, ce signal TR ne pourra provenir que de la détection d'un produit chargé issu d'une réaction nucléaire, ou du signal du générateur ou, enfin, du signal du californium, mais en aucun cas d'ORION ; en effet, le bruit de fond induirait un nombre important de déclenchements fortuits.

Quelque soit la structure du faisceau, après l'acceptation de l'événement par l'ensemble de décision et le déclenchement du TR, et dans le cas précis de notre expérience, un ordre de pré-analyse et un ordre d'analyse sont donnés par le Séquenceur d'Utilité Générale. Ce signal va essentiellement nous servir à fabriquer les portes (signal "strobe") des codeurs. La porte directe de comptage des neutrons, longue de 50 μ s, est ouverte, elle, par le signal TR retardé de 700 ns. La porte de bruit de fond est ouverte sur la première bouffée de faisceau qui arrive au moins 100 μ s après le t_0 . En effet, pour bien mesurer statistiquement ce bruit, il faut laisser au moins 50 μ s entre les deux portes pour être sûr de ne pas compter dans le bruit de fond les quelques pour-cents de neutrons qui n'auraient pas été capturés pendant la porte directe. Pour ce faire, nous réalisons une coïncidence entre le signal synchrone de la HF et le signal TR décalé de 100 μ s. Dans la figure 12 nous avons schématisé l'ensemble de cette mise en temps à partir du signal TR.



▲ **FIG 12 :** Mise en temps de l'acquisition des données à partir du système de déclenchement : le signal OA sert à ouvrir les codeurs, le signal TR sert de t_0 pour ouvrir les portes neutrons. En faisceau haché, ORION participe au déclenchement comme cela est montré ici. En faisceau continu, ORION ne participe pas au déclenchement.

Dans cette figure, nous avons également montré la réalisation électronique du spectre en temps entre le signal rapide du détecteur de neutrons et le signal "présence faisceau" marqué par la coïncidence entre le hacheur et la HF. Ce spectre, qui n'a donc de sens qu'avec un faisceau haché, va nous servir, lors de l'analyse des données, à corriger les distributions de neutrons des déclenchements fortuits.

Pour avoir une bonne acquisition des données, il faut donc vérifier le bon fonctionnement des détecteurs, puis mettre tous les signaux en temps. Ceci demande donc une longue préparation. Pour ce faire, nous avons disposé juste avant l'expérience proprement dite d'une semaine de faisceau auxiliaire, ce qui consiste à prendre en parallèle le faisceau utilisé par une autre expérience pendant 10 s toutes les 100 s.

V-4. L'informatique d'acquisition et le contrôle en ligne.

☐ l'informatique d'acquisition

L'écriture et le stockage des données numérisées sur bande magnétique ont été réalisées par un ordinateur d'acquisition VAX du GANIL ; la liaison entre les tiroirs CAMAC et cet ordinateur était assurée par un bus VME. Le programme d'acquisition permet la gestion des événements, la lecture de tous les codeurs et leur remise à zéro ou la visualisation en ligne d'une partie des événements enregistrés. Pour écrire les bandes, nous avons utilisé la structure générale d'acquisition du GANIL qui permet, entre autre, d'avoir sur bande des événements de longueur variable, ce qui permet de bien gérer l'écriture en fonction des différentes configurations de déclenchement. Pour chaque événement, cette configuration est écrite au moyen des mots MDR.

☐ contrôle en ligne

Pendant tout le temps de l'expérience, nous disposions de différents signaux qui nous permettaient de surveiller le bon fonctionnement de l'ensemble. Les Unités de Coïncidence Rapide trouvent ici leur utilité : les signaux de sortie des discriminateurs des détecteurs de produits chargés étaient envoyés sur les UCR. La lecture par le programme de contrôle du contenu des UCR permettait de n'incrémenter que les spectres correspondant à des détecteurs réellement touchés. Ces mêmes signaux étaient également envoyés vers des échelles de surveillance permettant de contrôler leur taux de comptage instantanément. Nous disposions de même d'un contrôle du comptage des neutrons sur des échelles de visualisation, ce qui nous a permis en particulier de contrôler l'intensité du faisceau (cf IV).

V-5. Mesure de l'intensité du faisceau

Pour pouvoir analyser nos données, en particulier pour obtenir des valeurs absolues des sections efficaces, nous avons besoin d'une mesure précise de l'intensité du faisceau. Dans ce cas, l'estimation faite à partir du taux de comptage des photomultiplicateurs d'ORION ne suffit plus. Pendant l'expérience, le faisceau était arrêté dans une cage de Faraday ; cette cage permet de mesurer les intensités de faisceau pour les forts courants. Vu l'intensité très faible que nous nous sommes imposée, nous avons effectué nos mesures avec un Moniteur de Faible Intensité (MFI) [An 85].

Le MFI fonctionne sur le principe de l'émission secondaire d'électrons. Le faisceau traverse trois feuilles de Nickel de 5 μm . La première et la troisième feuille sont toutes deux reliées à une tension de 50 V. Lorsqu'ils traversent ces feuilles, les ions arrachent des électrons qui créent un courant électrique en raison de la différence de potentiel. Ce courant est proportionnel au courant du faisceau. Tout au long de l'expérience, nous allons intégrer ce courant. Nous obtiendrons ainsi une information qui est proportionnelle au nombre d'ions qui ont traversé le MFI. L'intégrateur de courant délivre une impulsion à chaque fois qu'il a intégré une charge de 10^{-10} C ; il nous suffit alors de compter le nombre d'impulsions obtenu pendant un certain temps pour avoir une information proportionnelle à l'intensité. Pour connaître cette intensité en valeur absolue, il nous faut encore déterminer un point, c'est-à-dire effectuer un étalonnage de ce MFI. Pour ce faire, nous avons intégré les courants délivrés par la cage de Faraday et par le MFI dans des domaines d'intensités compatibles avec les deux types de mesures, ce qui correspond à des courants de 1 à 2 nA. Nous avons ainsi obtenu un rapport de courant entre le MFI et la cage de Faraday de l'ordre de 90.

En résumé...

Dans ce chapitre, nous avons montré comment nous avons réalisé l'acquisition des données pour cette expérience. Pour chaque détecteur de produits chargés, nous avons un schéma électronique simple avec une voie linéaire pour mesurer l'énergie déposée et une voie rapide qui sert essentiellement comme signal de contrôle. Pour les neutrons, nous avons montré comment nous les comptons à partir des signaux des photomultiplicateurs. Une partie importante de l'acquisition est constituée par son déclenchement qui est assuré par un configurateur ; celui-ci décide de l'acceptation d'une configuration de détection et gère ensuite toute la mise en temps, en particulier pour les portes de codage des produits chargés et pour les portes de comptage des neutrons. La lecture et l'écriture des informations ainsi obtenues sont assurés par un programme d'acquisition développé sur un ordinateur VAX. Pour compléter ces informations, il nous faut également disposer d'une mesure précise de l'intensité du faisceau, ce que nous avons réalisé au moyen d'un Moniteur de Faible Intensité. Avant d'effectuer une analyse des résultats, il est nécessaire de traiter toutes ces informations pour obtenir des grandeurs physiques correctes. C'est ce que nous allons présenter dans le chapitre VI.

VI Traitement des données

La prise de données a duré une semaine pendant laquelle nous avons acquis 70 bandes magnétiques de données brutes. Toutes ces données ne sont pas exploitables immédiatement : d'une part, les événements de tous les détecteurs sont mélangés sur les bandes ; d'autre part, les valeurs écrites pour les produits chargés ne sont pas directement des valeurs en énergie, mais les grandeurs électriques correspondantes. De plus, pour pouvoir analyser ces données, il nous faut d'abord vérifier la réponse des détecteurs, puis identifier les particules et les dépôts d'énergie. Pour ce qui est des neutrons, nous avons vu dans le chapitre III qu'un certain nombre de problèmes sont liés au principe de mesure de leur multiplicité. Dans ce chapitre, nous allons montrer les différents traitements que nous imposons à nos données pour pouvoir en faire une analyse physique par la suite. Comme nous l'avons expliqué auparavant, en plus de la multiplicité de neutrons, nous nous limiterons ici à l'analyse des deux premiers membres de l'hodoscope. Dans ce chapitre, nous montrerons donc d'abord comment nous avons extrait de l'acquisition les événements détectés par l'hodoscope puis les contrôles préliminaires que nous avons effectués sur ces données. Nous montrerons ensuite comment nous avons identifié en Z les produits mesurés sur les deux premiers membres, puis nous expliquerons notre méthode d'étalonnage en énergie. Par la suite, nous décrirons les corrections que nous apportons aux distributions de multiplicités de neutrons et nous finirons en montrant comment nous obtenons des valeurs absolues de sections efficaces.

VI-1. traitements préliminaires des données

a) tri des événements

Après le déclenchement de l'acquisition et l'acceptation de l'événement, les valeurs de toutes les voies de tous les détecteurs sont enregistrées. La première étape est alors de trier les enregistrements, événement par événement : on les classe par type de détecteur ou par type de déclenchement (événement simple, événement en coïncidence) et on élimine les zéros correspondant aux détecteurs non touchés. Ce dernier point est particulièrement sensible pour l'hodoscope : il est constitué de 30 voies différentes et on peut constater qu'il est rare de trouver plus de 5 à 6 voies touchées. Une fois ce tri réalisé, nous avons à disposition des bandes dites "bandes réduites" sur lesquelles nous n'avons plus que les valeurs correspondant à un détecteur donné, par exemple l'hodoscope, à la suite desquelles nous écrivons l'ensemble des valeurs des multiplicités de neutrons des différents secteurs, pour la porte directe et la porte de bruit de fond.

b) contrôle de la linéarité et de la stabilité des voies de l'hodoscope

Au début de l'expérience, nous avons vérifié que la réponse de chacune des voies de détection était linéaire. Pour ce faire, nous avons injecté le signal d'un générateur d'impulsions à l'entrée de ces voies, et nous avons fait varier l'amplitude des impulsions. Pour l'hodoscope, nous avons ainsi vérifié que la réponse de la ligne électronique de chaque bande de silicium était bien proportionnelle à l'impulsion du générateur. Pour chaque voie, nous avons tracé les courbes qui donnent la position du canal en fonction de l'amplitude de l'impulsion. En effectuant des régressions linéaires, nous avons ainsi constaté que l'ensemble de ces courbes sont effectivement des droites, avec des écarts-type variant entre 2 et 5%, et ceci pour une large gamme d'amplitudes.

D'autre part, tout au long de l'expérience, le signal d'un générateur d'impulsions était envoyé périodiquement sur l'ensemble des voies. Nous avons ainsi pu contrôler la stabilité de ces voies au cours du temps.

Pour pouvoir analyser nos données, il est évidemment indispensable de pouvoir identifier le fragment détecté et de donner son énergie. Dans les deux prochains paragraphes, nous allons montrer comment nous avons déterminé ces deux informations.

VI-2. identification et étalonnage en énergie

a) identification des $Z \leq 48$

Nous avons choisi d'utiliser des détecteurs au silicium en raison de leur bonne résolution en énergie et de leur faible encombrement. Ils permettent l'identification des produits chargés, mais comme nous avons choisi d'avoir une large dynamique en énergie en adoptant des faibles gains d'amplification, nous ne pourrions obtenir pour la plupart de ces produits qu'une identification en numéro atomique et non en masse. Quelle est la méthode employée ? Quels sont les problèmes rencontrés et quels sont les résultats obtenus sur les deux premiers membres de l'hodoscope ? Nous allons maintenant répondre à ces questions.

1° principe d'identification

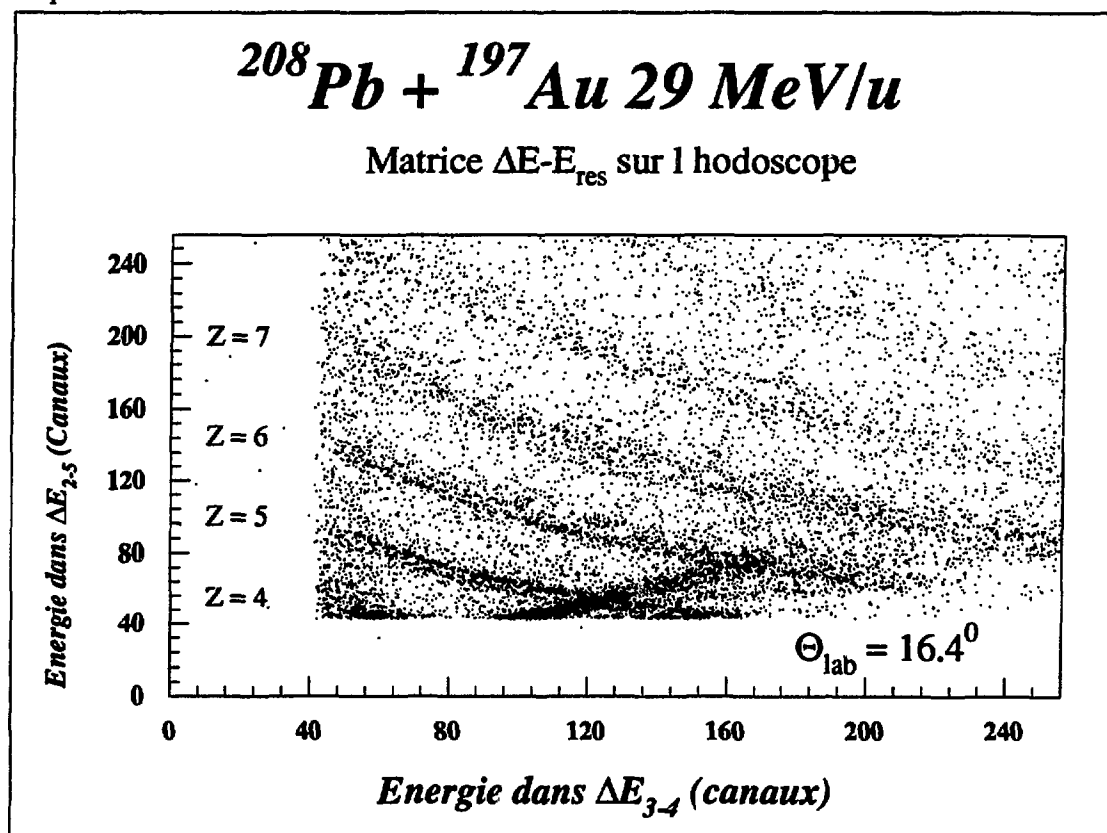
La méthode que nous avons employée est tout à fait générale lorsqu'on utilise des détecteurs solides en transmission, c'est-à-dire lorsque les fragments les traversent ou y sont arrêtés : si l'on prend la relation de Bethe au premier ordre, nous obtenons :

$$E \frac{\partial E}{\partial x} \propto M Z^2$$

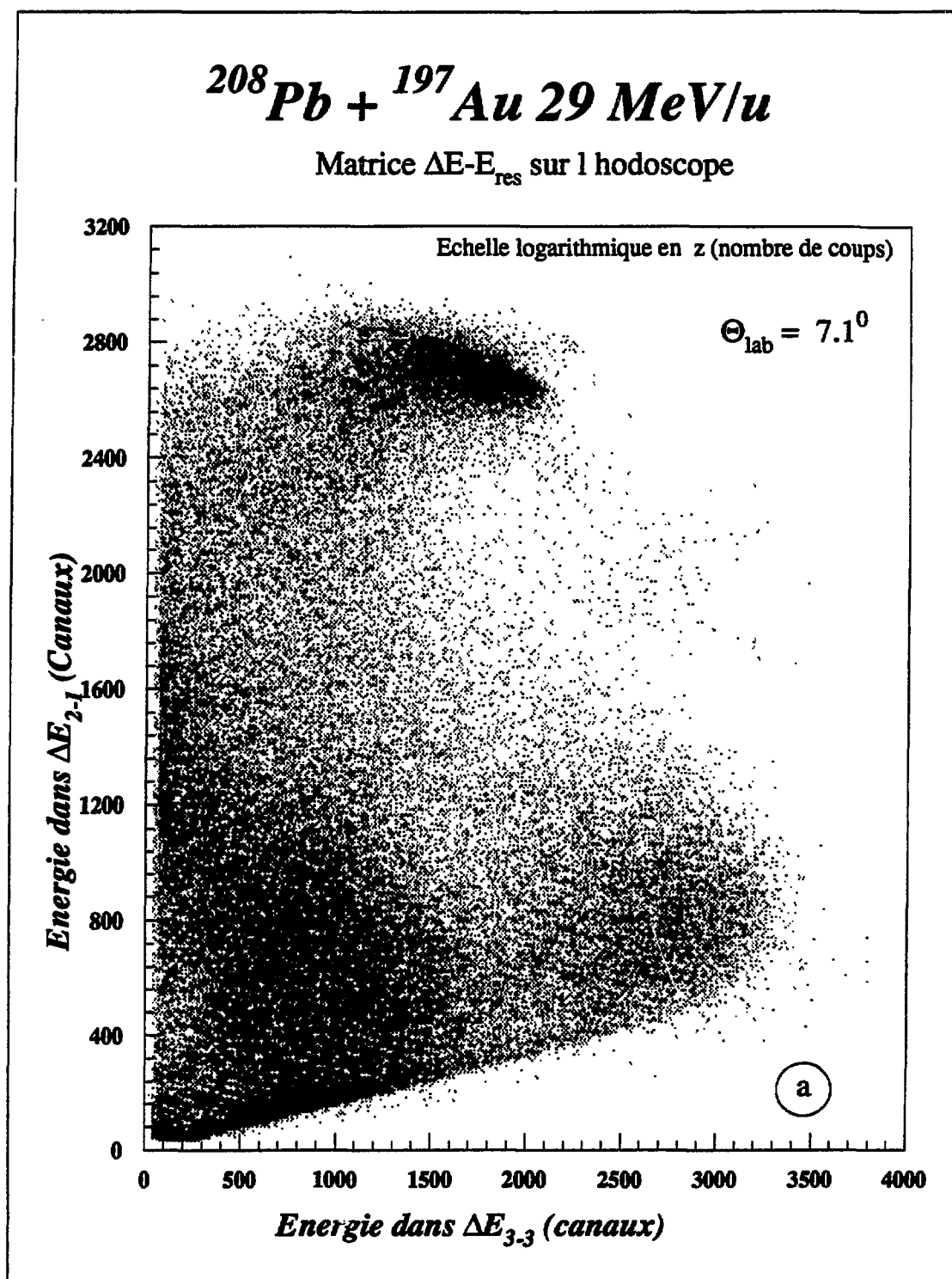
Considérons un détecteur de deux membres de silicium et appelons ΔE l'énergie laissée par un fragment dans le premier membre et E_{res} son énergie résiduelle dans le deuxième membre. Dans un plan ΔE versus E_{res} , les particules vont être discriminées en Z sous forme d'hyperboles. Nous avons donc utilisé cette méthode, dite méthode $E - \Delta E$, pour les fragments détectés avec ΔE_2 et ΔE_3 : ces deux membres correspondront respectivement à ΔE et à E_{res} .

2° application aux deux premiers membres de l'hodoscope :

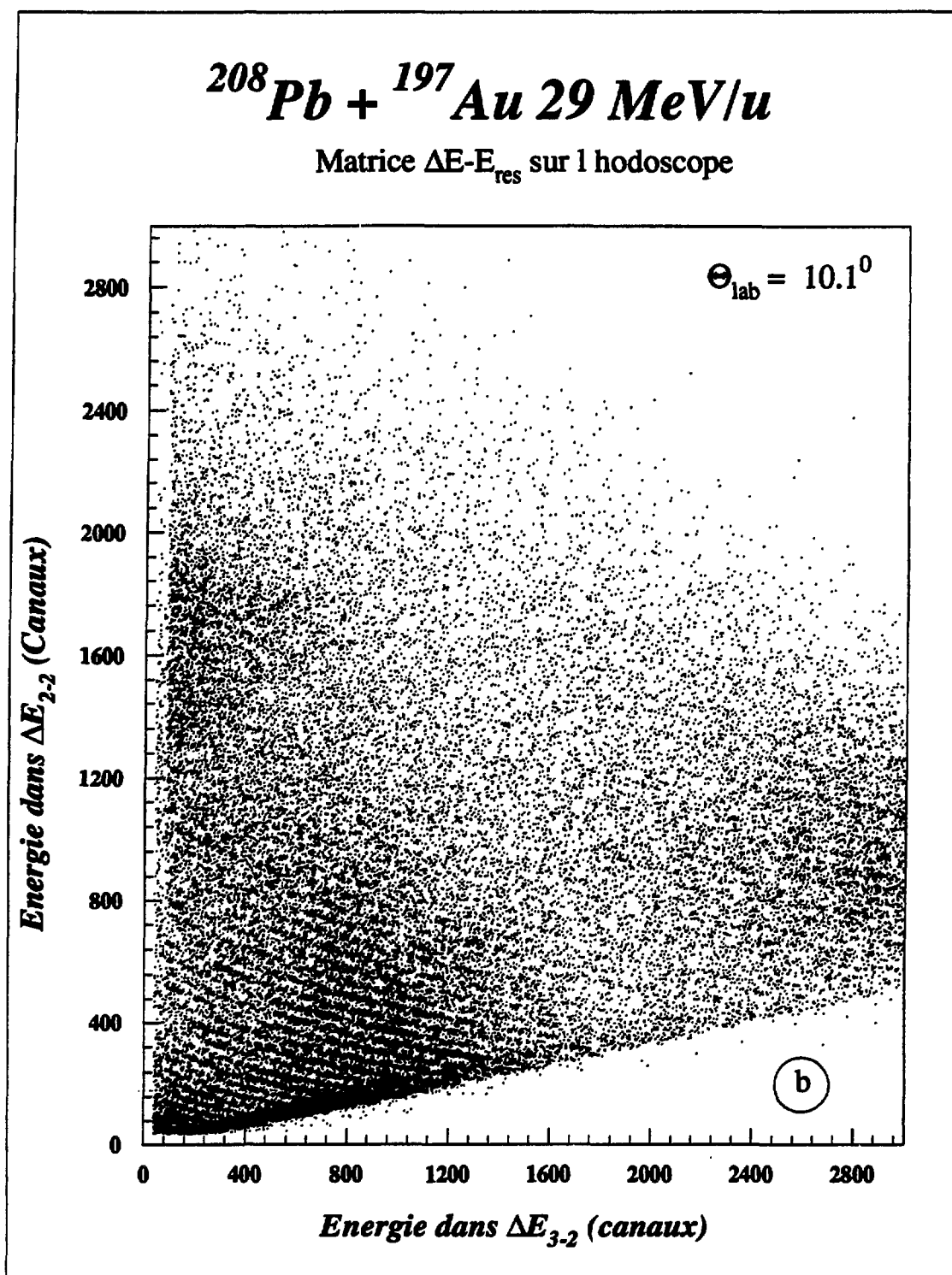
Pour une piste donnée de l'hodoscope, nous avons vérifié que la réponse de la chaîne électronique était linéaire. Pour un angle donné (pour une cellule donnée), nous pouvons donc regarder les matrices ΔE_2 - ΔE_3 directement en canaux. Par contre, sous cette forme, nous ne pouvons pas sommer les cellules. Les figures 13-a et 13-b montrent les matrices $\Delta E_2(\text{canaux})$ versus $\Delta E_3(\text{canaux})$ pour les angles 7.1° et 10.1° ; la figure 13-c est un agrandissement de la matrice $\Delta E_{2.5}$ vs $\Delta E_{3.4}$ pour les 250 premiers canaux, $\Delta E_{2.5}$ et $\Delta E_{3.4}$ correspondant respectivement à ΔE_2 pour la piste 5 et ΔE_3 pour la piste 4.



▲ FIG 13-c : matrice $\Delta E_{2.5}$ vs $\Delta E_{3.4}$ agrandie aux 250 premiers canaux ; les lignes de masses apparaissent pour les Z les plus faibles.



▲ **FIG 13-a** : matrice ΔE_{2-1} vs ΔE_{3-3} (canaux) ($\Theta = 7.1^\circ$); le pic élastique apparaît sur cette matrice, ainsi que les lignes de Z pour les fragments de $Z < 49$.



▲ **FIG 13-b** : matrice ΔE_{2-2} vs ΔE_{3-2} (canaux) ($\Theta = 10.1^\circ$); les lignes de Z apparaissent clairement pour les fragments de $Z < 49$.

De ces trois matrices, nous pouvons tirer les informations suivantes :

- ☛ le pic de la diffusion élastique est visible sur les cellules qui ont le plus petit angle moyen (7.1°) ;
- ☛ Les hyperboles sont bien visibles et nous pouvons distinguer plus de 40 lignes de numéros atomiques différents (43 sur la figure 13-b);
- ☛ nous pouvons discriminer les masses des produits les plus légers.

En effet, la résolution du détecteur est suffisante pour séparer les masses des fragments les plus légers que l'on peut voir avec les deux premiers membres. Nous allons tirer parti de ceci pour avoir une identification en absolu. En effet, on sait par exemple que l'on n'observera pas de ^8Be car ce noyau n'est pas lié. Nous avons ainsi pu mettre en évidence que le premier élément bien visible sur ces matrices E- ΔE était le Bore, le Béryllium n'étant visible que sur les quelques cellules pour lesquelles les seuils de chacune des deux pistes étaient faible. Uniquement avec les matrices E- ΔE non étalonnées, nous avons donc une identification non ambiguë des Z compris entre 5 et 48. Toutefois, nous voyons apparaître sur les figures 13 des rebroussement pour les fragments de Z inférieur à 20 et de grande énergie.

3° les rebroussements

Ce phénomène s'explique de la façon suivante : certains fragments ont assez d'énergie pour traverser ΔE_2 et ΔE_3 ; plus l'énergie d'une telle particule sera grande, moins elle déposera d'énergie dans les deux premiers membres : les énergies déposées dans ΔE_2 et dans ΔE_3 baisseront donc simultanément. Dans une matrice E- ΔE , les points correspondant se rapprocheront de plus en plus de l'origine et viendront se mélanger avec les autres événements. Les gains sur ΔE_4 ne permettaient de mesurer que des Z inférieurs ou égaux à 7, aussi ne pouvons nous donc pas identifier les particules de rebroussement. Nous avons donc été obligés de rejeter tous les événements qui appartiennent à la zone des matrice où apparait ce rebroussement, que nous avons défini par une droite. En définitive, ceci nous imposera un seuil supérieur sur l'énergie totale pour les éléments de $Z < 20$.

Avec la méthode ΔE -E, nous pouvons obtenir une identification des fragments de Z compris entre 5 et 48 indépendamment de l'étalonnage en énergie. Pour les $Z < 20$, nous sommes confrontés à un problème de rebroussement qui nous oblige à perdre une partie des événements. Dans la suite, nous verrons comment l'étalonnage en énergie nous permet d'obtenir une identification en Z (approximative) pour les fragments plus lourds ($Z > 48$).

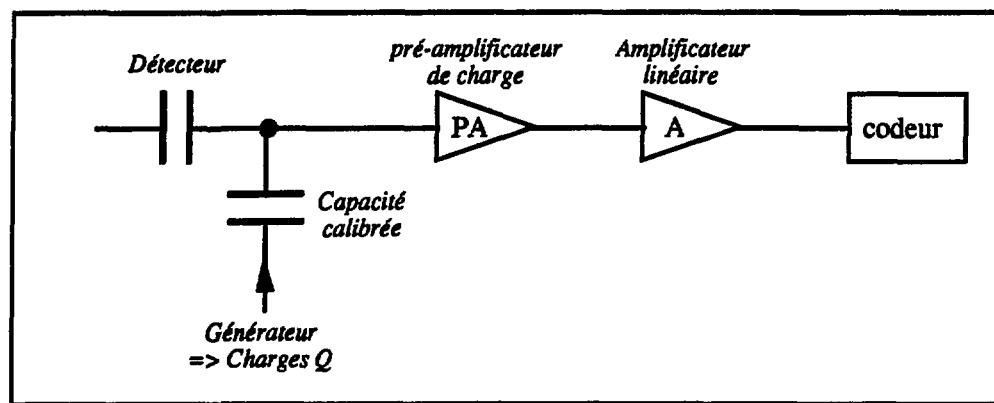
b) Etalonnage en énergie

1° tentative d'étalonnage à partir du pic de diffusion élastique.

Les informations écrites sur les bandes d'acquisition sont une numérisation sur n bits (généralement 12) de l'amplitude ou de la charge du signal électrique qui correspond à la perte d'énergie d'une particule dans le détecteur. Pour remonter à l'énergie, il nous faut étalonner chaque voie de détection, c'est à dire obtenir une relation linéaire entre un canal et l'énergie correspondante :

$$\text{Energie} = a * \text{Canal} + b \quad (\text{eq III-1})$$

Pour ce faire, nous devons d'abord normaliser entre eux les différents membres de tous les télescopes. Nous envoyons alors les impulsions d'un générateur sur le pré-amplificateur de charge au travers d'une capacité étalonnée, ce qui permet l'envoi d'une quantité de charge connue. Le montage utilisé est donné dans la figure suivante (figure 14) :

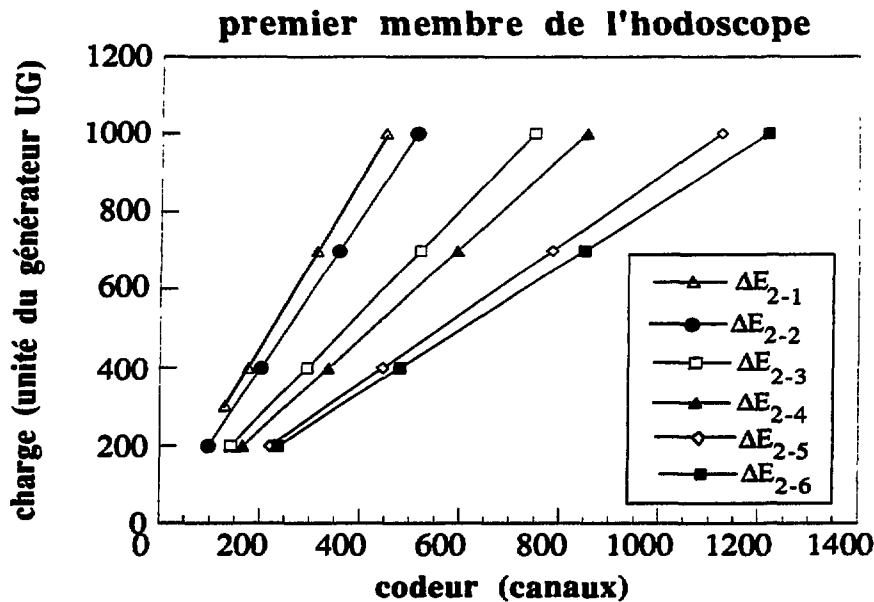


▲ FIG 14 : Schéma de principe de l'étalonnage avec une capacité étalonnée et un générateur

En faisant varier l'amplitude des impulsions, nous obtenons alors une relation entre la quantité de charge déposée à l'entrée du pré-amplificateur et la position du canal correspondant. La figure 15 montre ces courbes pour les pistes du premier membre de l'hodoscope. Nous voyons que nous obtenons une relation linéaire du type :

$$\text{Unité de Générateur (ou charge)} = \alpha_i * \text{Canal} + \beta_i$$

pour chaque voie de l'hodoscope.



▲ FIG 15 : droite d'étalonnage canal = α UG + β pour le premier membre de l'hodoscope

Il nous reste maintenant à trouver au moins un point pour lequel nous connaissons l'énergie et pour lequel nous pouvons déterminer le canal correspondant. Nous avons choisi de prendre comme référence l'énergie du pic élastique mesuré avec la cible d'uranium. En effet, l'angle de diffusion élastique est plus grand avec l'uranium qu'avec l'or (7° contre $6^\circ 2$). Le pic élastique est donc plus intense avec l'uranium, en particulier sur la cellule d'angle moyen $7^\circ 1$ défini par $\Delta E_{2-1} + \Delta E_{3-3}$ ou $\Delta E_{2-1} + \Delta E_{3-4}$.

Avant d'introduire l'énergie de diffusion élastique, il nous faut tenir compte de diverses corrections qui vont donner une énergie différente entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie selon :

$$E_{\text{élastique}}^{\text{détectée}} = E_{\text{élastique}}^{\text{vraie}} - \Delta E \text{ (corrections)}$$

Il nous faut d'abord tenir compte des pertes d'énergie dans la feuille d'aluminium placée devant l'hodoscope et dans la cible. En supposant que la réaction a lieu au milieu de la cible, nous trouvons une première correction de 120 MeV au total.

Moulton a montré que la collection du signal résultant de l'arrêt des éléments lourds dans les détecteurs n'étaient pas parfaite et a proposé des corrections qui se formalisent comme suit [Mo 78] :

$$\Delta E_{\text{Moulton}} (\text{MeV}) = 10^{b(Z)} * E_{\text{mesurée}}^{a(Z)}$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} a(Z) = 2.23 \cdot 10^{-5} Z^2 + 0.5682 \\ b(Z) = \frac{-14.25}{Z} + 0.0825 \end{array} \right\}$$

Pour la diffusion élastique du plomb, nous trouvons une correction d'environ 450 MeV.

Au total, les corrections sont donc de 570 MeV, soit 9.5%, ce qui nous donne :

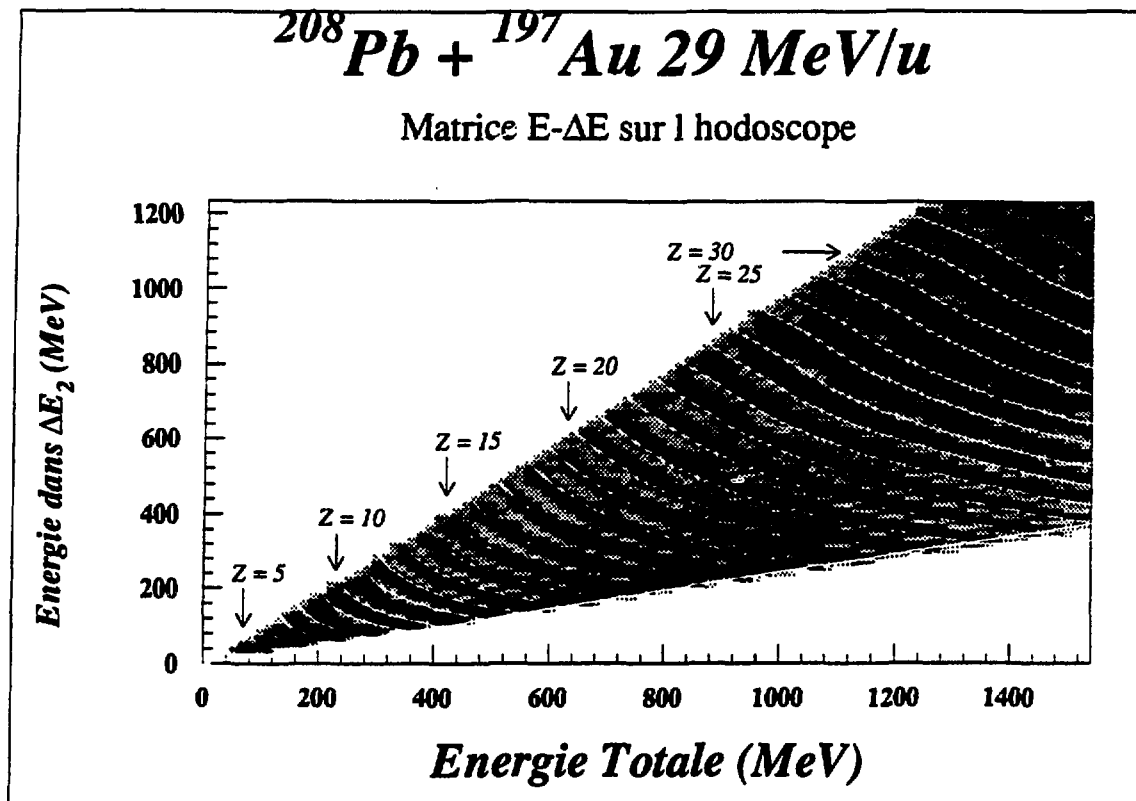
$$E_{\text{élastique}}^{\text{détectée}} = 5420 \text{ MeV}$$

En relevant les canaux C_2 et C_3 correspondant au pic élastique, par exemple sur ΔE_{2-1} et ΔE_{3-3} , on obtient la relation :

$$E_{\text{élastique}}^{\text{détectée}} = k \left[(\alpha_{\Delta E_{2-1}} * C_2 + \beta_{\Delta E_{2-1}}) + (\alpha_{\Delta E_{3-3}} * C_3 + \beta_{\Delta E_{3-3}}) \right]$$

de laquelle on peut tirer le facteur k , seule inconnue de l'équation. Ce facteur k est unique pour les deux détecteurs. Les pics correspondant à la diffusion élastique ont une largeur d'environ 3%. L'estimation du canal du pic élastique et, par conséquent, de ce facteur k , est donc bonne et nous avons obtenu une valeur de $k = 0.612 \text{ UG/MeV}$.

Nous avons cherché à vérifier cet étalonnage en reportant sur des matrices ΔE - E_{total} les lignes de Z calculées au moyen de tables de perte d'énergie [Hu 86] selon une méthode qui a donné de bon résultats sur le système Kr+Au [Cr 90]. Pour le système Pb+Au, nous voyons sur la figure 16 que nous nous avons une incohérence entre les deux et que les lignes de charges calculées et expérimentales se décalent progressivement, avec une valeur de décalage d'environ une ligne toutes les dix lignes. D'où vient cette différence ?

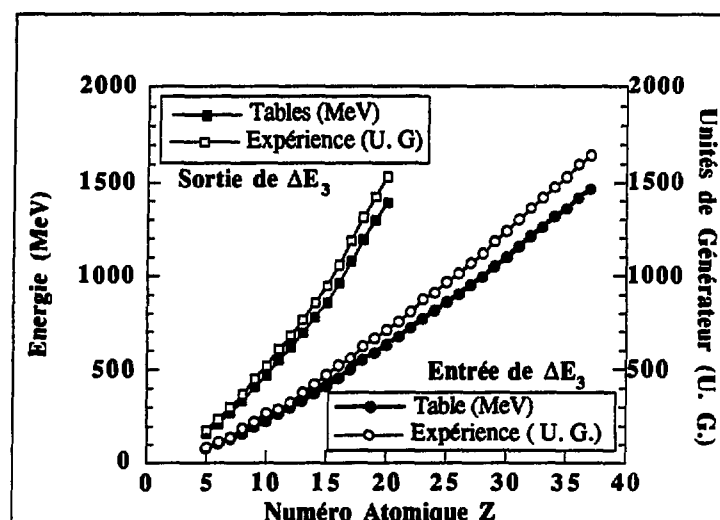


▲ FIG 16 : Matrice ΔE - E_{totale} étalonnée à partir du pic élastique ; les lignes de Z calculées à partir de tables de pertes ont été superposées aux lignes calculées. les valeurs de Z indiquées correspondent aux lignes calculées

Nous avons effectué notre étalonnage à partir de la diffusion élastique du plomb. Ce noyau est très lourd et les énergies déposées très grandes : par exemple, 4 GeV sont déposés dans ΔE_2 . Pour de tels noyaux et de telles énergies, il se pose certainement des problèmes de collection et de recombinaison des électrons avec les atomes ionisés dans le silicium. Ce phénomène, que l'on connaît sous le terme de Défaut de la Hauteur de l'Impulsion ("Pulse Height Defect") a été étudié à basse énergie [Fi 85, Fi 87, Ki 82, Og 86] et montre que l'énergie mesurée est plus petite que l'énergie effectivement déposée. La polarisation du détecteur est également importante pour définir proprement le dépôt d'énergie. En théorie, les corrections de Moulton tiennent compte des problèmes de collection de l'énergie, mais aucune mesure n'a été faite pour les valeurs d'énergie atteintes ici, et les corrections que nous avons apportées pourraient s'avérer encore trop faibles ; des mesures systématiques pour des noyaux aussi lourds et aussi énergétiques semblent donc indispensables. En tout état de cause, il nous faut définir un autre étalonnage en énergie.

2° étalonnage à partir de tables de pertes d'énergies

Nous avons cherché à ajuster nos énergies à partir de tables de perte d'énergie [Hu 86]. Pour toutes les lignes de Z que nous pouvons identifier sans ambiguïté ($Z \leq 48$) sur les matrices ΔE -ERés, nous avons relevé la valeur en unité de générateur (UG) correspondant à la limite d'arrêt dans ΔE_2 ainsi qu'à celle dans ΔE_3 (pour $Z \leq 20$) ; nous avons calculé les valeurs attendues pour ces points à partir des tables de perte d'énergie. La figure 17 montre l'ensemble de ces points.



▲ FIG 17 : énergie calculée à partir des tables de perte d'énergie de Hubert et al [Hu 86] pour la limite d'arrêt dans ΔE_2 et ΔE_3 pour différents Z (carrés et ronds pleins, échelle de gauche). Unité de Générateur mesurées pour ces limites d'arrêt (carrés et ronds vides, échelle de droite).

Nous avons alors effectué, point par point, le rapport entre les deux courbes pour obtenir un facteur k de normalisation des Unités Générateur pour chaque détecteur. Nous obtenons les deux valeurs suivantes :

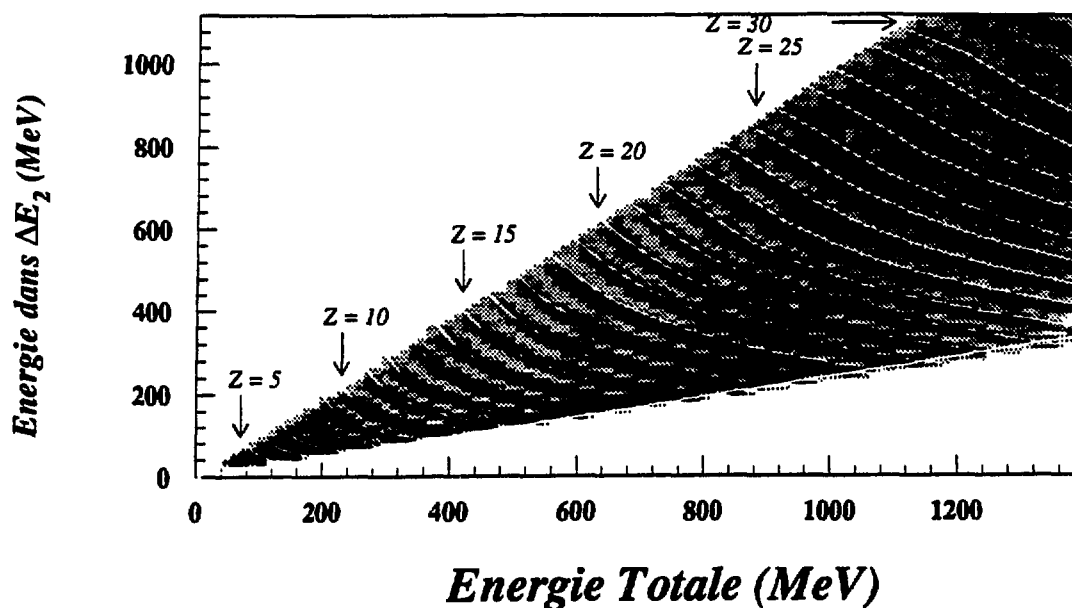
$$\Delta E_2 : k_2 = 0.555 \text{ MeV/UG}$$

$$\Delta E_3 : k_3 = 0.549 \text{ MeV/UG}$$

Avec cet étalonnage, nous obtenons un bon accord entre les lignes de Z expérimentales et les tables (figure 18) jusqu'à $Z = 45$. Pour $Z > 45$, un décalage d'un Z apparaît entre les tables et l'expérience. Au delà de $Z = 48$, nous ne voyons plus de ligne de Z. Notre seul point de référence est alors le pic élastique. Avec ces valeurs de k_2 et k_3 , on obtient pour la diffusion élastique plomb une énergie mesurée de 4850 MeV, ce qui donne une énergie de 5400 MeV en incluant les corrections de perte d'énergie et les corrections de défaut de collection [Mo 78]. Cette énergie est sous-évaluée d'environ 10% par rapport à ce que l'on attend pour une diffusion élastique (5950 MeV).

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \text{ } 29 \text{ MeV/u}$

Matrice E- ΔE sur l hodoscope



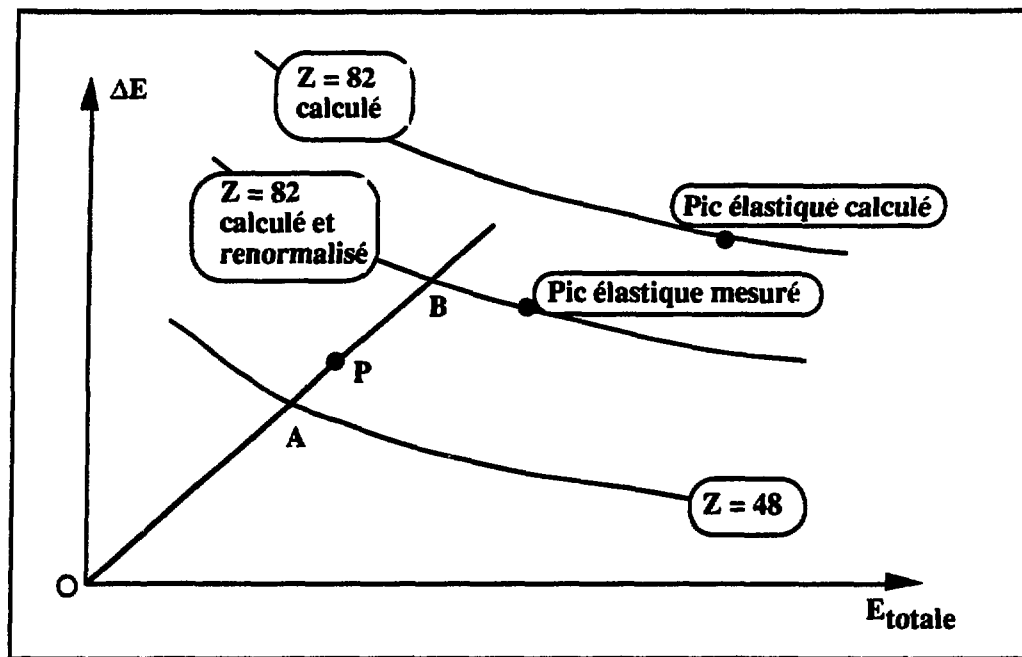
▲ FIG 18 : Matrice ΔE - E_{totale} étalonnée avec les tables de perte d'énergie ; les lignes de Z calculées à partir de tables de pertes ont été superposées.

c) étalonnage et identification pour $Z > 48$

L'étalonnage obtenu pour les $Z \leq 48$ conduit à sous-estimer de 10% l'énergie correspondant à la diffusion élastique. Nous ne savons comment distribuer ces 10% de corrections ni en fonction du Z, ni en fonction de l'énergie sur ΔE_2 et sur ΔE_3 . Nous avons donc adopté une méthode simple, mais qui va nous donner des résultats avec des erreurs assez grandes. Nous opérons en deux étapes : nous effectuons d'abord une identification approximative par une méthode purement géométrique, puis nous corrigeons l'énergie totale de façon linéaire en fonction uniquement du Z estimé.

identification

Nous partons de la matrice ΔE -E étalonnée avec k_2 et k_3 . La dernière ligne de Z visible y est $Z = 48$. A partir des tables, nous pouvons calculer la ligne correspondant à $Z = 82$. Nous renormalisons alors arbitrairement cette ligne avec le pic élastique mesuré en appliquant un facteur correctif constant sur E_{totale} et sur ΔE tout au long de la ligne $Z = 82$ (Fig 19).



▲ Fig 19 : corrections et interpolations pour l'étalonnage et l'identification des $Z > 48$ (cf texte)

Si un fragment donne un point P au delà de la ligne $Z=48$, nous lui attribuons un Z proportionnel au rapport des distances PA et PB définies ainsi : si O est l'origine du plan, A est l'intersection entre la ligne $Z = 48$ et la droite (OP) et B est l'intersection entre (OP) et ($Z=82$). On a alors :

$$Z = 48 + (82-48) \cdot \frac{AP}{AB}$$

☛ correction en énergie

Une fois le Z ainsi défini, nous pouvons calculer pour chaque événement des corrections de pertes d'énergie et de défaut de collection et définir ainsi une énergie mesurée à laquelle nous allons appliquer un facteur multiplicatif f variant linéairement entre $Z = 48$ et $Z = 82$, le facteur f valant :

$$f = 1 + \frac{E_{\text{élastique}} - E_{\text{élastique}}^{\text{mesuré}}}{E_{\text{élastique}}^{\text{mesuré}}} \times \left(\frac{Z - 48}{82 - 48} \right)$$

Nous obtenons ainsi le pic élastique à la bonne énergie et les énergies pour $Z = 48$ restent inchangées. Avec cette méthode, nous obtenons donc une identification et un étalonnage en énergie des Z supérieurs à 48. La précision en Z est de l'ordre de 2 à 3 Z et la précision en énergie est inférieure à 10%.

VI-3. Corrections sur les distributions de neutrons

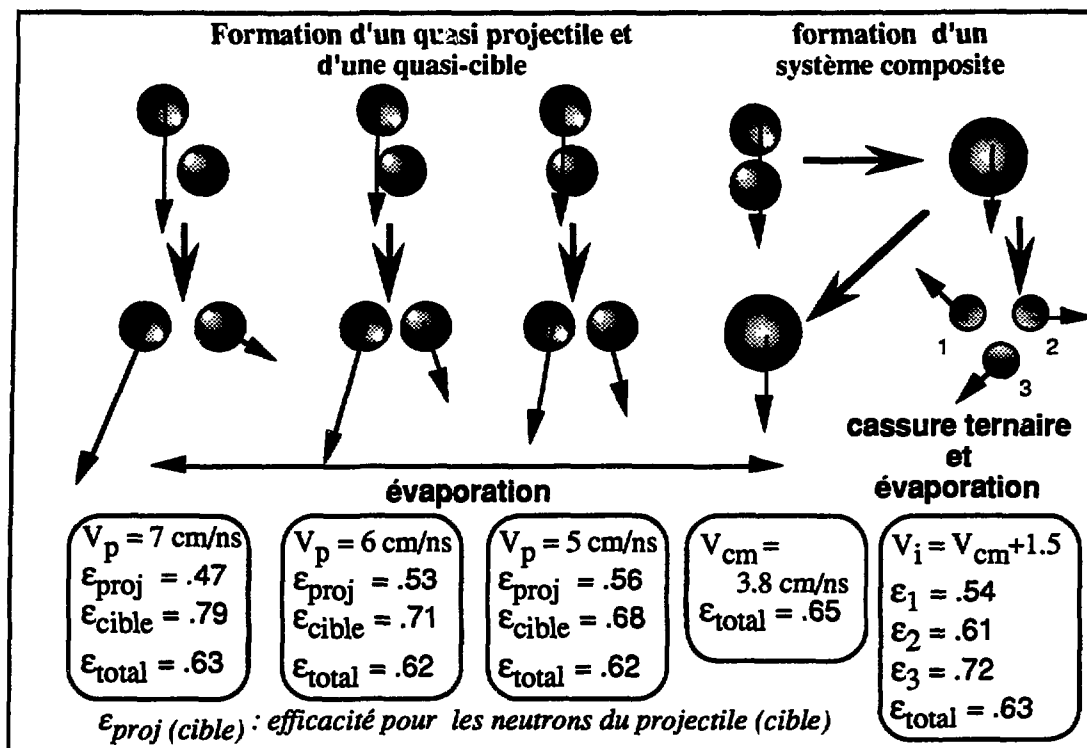
Nous avons vu dans les chapitre I et II comment nous mesurons les distributions de multiplicité de neutrons. Nous avons également vu qu'un certain nombre de biais venaient perturber la détection et le comptage. Dans ce paragraphe, nous allons donner des méthodes qui permettent de corriger ces effets ; nous donnerons d'abord des valeurs d'efficacité pour la réaction Pb+Au ; nous verrons ensuite comment nous traitons le bruit de fond et les empilements, comment nous corrigeons du temps mort lié à l'électronique et, enfin, des déclenchements fortuits.

a) efficacité de détection pour le système Pb+Au

Pour estimer l'efficacité de détection, nous avons utilisé le programme DENIS [Po 74] en imaginant différents scénarios d'émission de neutrons. Nous avons d'abord supposé que tous les neutrons détectés étaient émis à partir d'un quasi-projectile et d'une quasi-cible issus de réactions binaires plus ou moins amorties en énergie. Nous avons ensuite supposé que l'ensemble des neutrons provenaient d'un système composite. Enfin, nous avons supposé que tous les neutrons provenaient des produits d'une cassure ternaire de ce système composite. Dans tous les cas, nous avons supposé que l'énergie d'excitation était répartie proportionnellement aux masses. Les résultats de l'ensemble des simulations sont donnés dans la figure 20 de la page 56.

Nous arrivons à deux conclusions importantes : d'une part, nous obtenons une efficacité quasi constante de l'ordre de 63 %. Cette efficacité se partage, pour les mécanismes binaires, suivant $\epsilon = 70$ à 80 % pour les neutrons issus de la quasi-cible et $\epsilon = 45$ à 55 % pour ceux du quasi-projectile. En effet, les neutrons d'évaporation issus d'un quasi projectile sont rapides : la vitesse du quasi projectile ("QP") est comprise entre 5.2 cm/ns (amortissement total + répulsion coulombienne) et 7.5 cm/ns (vitesse du projectile). Cela conduit à une efficacité de l'ordre de 50%. Par contre, la quasi-cible ("QC") est très lente, et pour ces mêmes collisions périphériques, les neutrons correspondant à l'évaporation par cette quasi-cible ont une efficacité de l'ordre de 75%. Si l'on augmente l'amortissement du projectile et, par conséquent, l'énergie d'excitation, l'efficacité pour les neutrons du QP augmente, mais celle pour les neutrons de la QC diminue (conservation de l'impulsion). L'efficacité globale ne varie donc pratiquement pas.

La deuxième conclusion est que la cassure d'un noyau ne modifie pratiquement pas l'efficacité. Ceci est important puisque cela nous permet d'estimer l'efficacité de détection pour des fragments de fission à partir de l'efficacité pour le noyau qui fissionne. Retenons finalement que la valeur moyenne de l'efficacité d'ORION pour le système Pb+Au est de 63%.



▲ **fig 20** : efficacité de détection des neutrons pour différents scénarios de réaction ; ϵ_{total} est l'efficacité globale, ϵ_{proj} et ϵ_{cible} sont les efficacités associées aux neutrons du projectile et de la cible. La vitesse de 1.5 cm/ns pour la cassure ternaire correspond à la répulsion coulombienne

b) Déconvolution du bruit de fond et des empilements.

Nous avons vu (chapitre III) que des événements venaient aléatoirement se superposer à la distribution réelle de neutrons : il s'agit d'événements de bruit de fond ou d'événements issus de réactions ayant eu lieu soit en même temps, soit tout au long de la porte de comptage dans le cas d'un faisceau continu. Nous regroupons l'ensemble de ces événements sous le terme de bruit de fond. En effet, ces composantes viennent se superposer à la composante vraie. Pour les mesurer, on ouvre une porte de 50 μs indépendante de la porte directe (porte "bruit de fond"). Pour décomposer les distributions mesurées dans les deux portes, on effectue alors une déconvolution : appelons respectivement $M_v(n)$, $M_m(n)$ et $M_b(n)$ les probabilités d'avoir n neutrons dans la distribution vraie, dans la distribution mesurée et dans la distribution de bruit de fond. On a alors, \otimes désignant la convolution :

$$M_m = M_v \otimes M_b,$$

c'est-à-dire :

$$M_m(n) = \sum_{i=0}^n M_v(n-i) M_b(i) \quad \text{soit} \quad M_v(n) = \frac{M_m(n)}{M_b(0)} - \sum_{i=1}^n M_v(n-i) \frac{M_b(i)}{M_b(0)}$$

Connaissant le spectre brut, on peut donc le corriger pas à pas : en effet, $M_v(n)$ ne dépend que des $M_v(i)$, avec $i < n$. On accède à la valeur $M_v(0)$ à partir des valeurs $M_m(0)$ et $M_b(0)$, valeurs mesurées expérimentalement, selon :

$$M_v(0) = \frac{M_m(0)}{M_b(0)}$$

c) temps mort de l'électronique

Supposons que deux neutrons soient émis lors d'une réaction. La chaîne électronique donne un temps mort. Il peut donc arriver que le deuxième neutron ne soit pas détecté parce qu'il délivre un signal pendant ce temps mort ($\Delta\tau$). La probabilité de détecter un seul neutron lorsque deux sont émis vaut (h est la fonction de probabilité de capture donnée par l'équation I-1 du chapitre III et T est le temps maximum (50 μ s)) :

$$P_1^2 = \Delta\tau \int_0^T h^2(t) dt$$

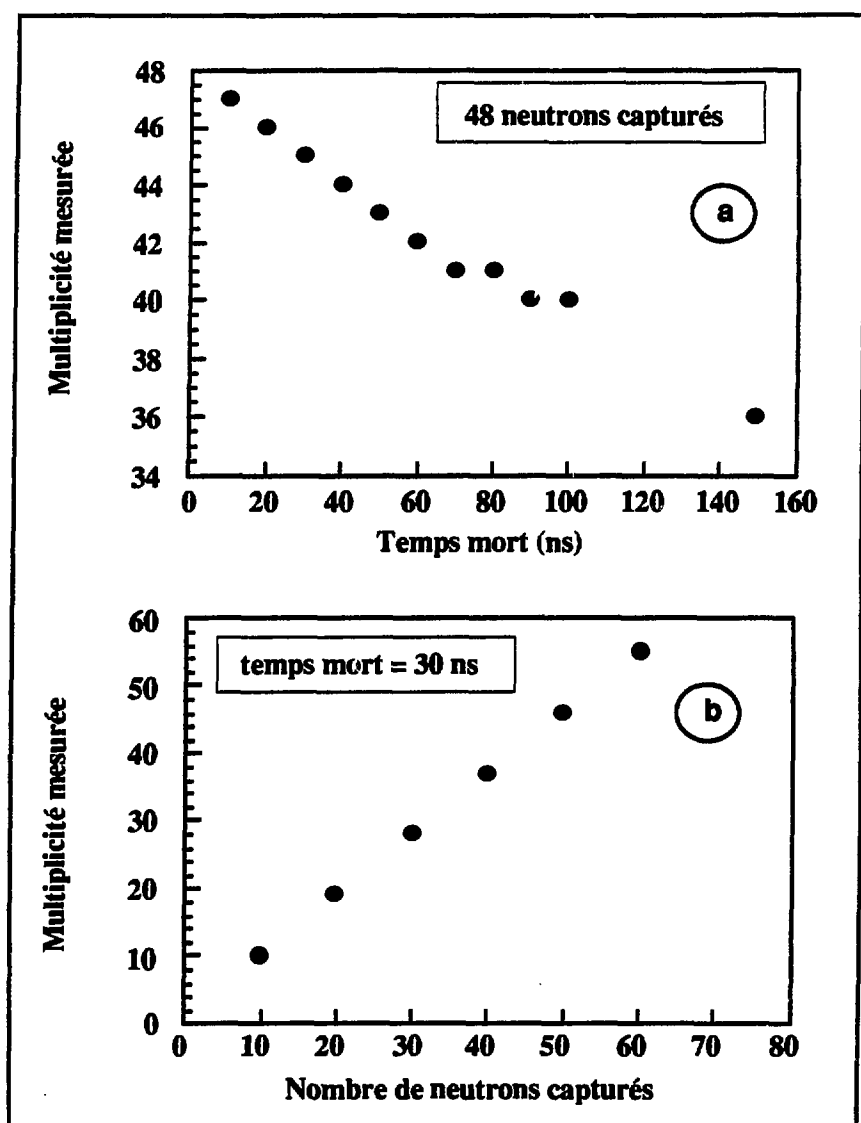
La probabilité P_1^2 se calcule facilement. Par contre, le calcul général de la correction de temps mort est plus difficile à obtenir. En effet, lorsqu'on observe k neutrons, on ne sait pas quel est le nombre de neutrons réellement émis ; autrement dit, si on observe k neutrons, toutes les probabilités P_k^n doivent être prises en considération, avec $k < n < N_{\max}$.

Pour corriger de cet effet, il est commode de réaliser des simulations Monte-Carlo. Nous avons procédé de la façon suivante :

considérons N_d neutrons détectés dans le compteur et un temps mort $\Delta\tau$. Le neutron i est détecté à un temps t_i selon la probabilité de capture donnée dans le paragraphe 1-a) du chapitre I. Après avoir ordonné les t_i par ordre croissant, nous regardons de proche en proche si le temps t_i est tel que :

$$t_i > t_j + \Delta\tau \text{ avec } i > j \text{ et } j \text{ est un neutron qui a déjà été compté}$$

si c'est le cas, nous comptons le neutron i ; sinon, i est un neutron qui a été perdu en raison du temps mort. En réalisant un grand nombre de fois ce comptage, nous obtenons une valeur moyenne du nombre N_m de neutrons effectivement mesurés pour N_d neutrons capturés dans le détecteur, en fonction du temps mort $\Delta\tau$. La figure 21 montre la courbe $M_m = f(\tau)$ pour 50 neutrons capturés ainsi que la courbe $N_d = f(N_m)$ pour un temps mort $\Delta\tau$ de 30 ns, ce qui correspond au temps mort sur le comptage des neutrons que nous avons pendant l'expérience avec le faisceau de plomb.

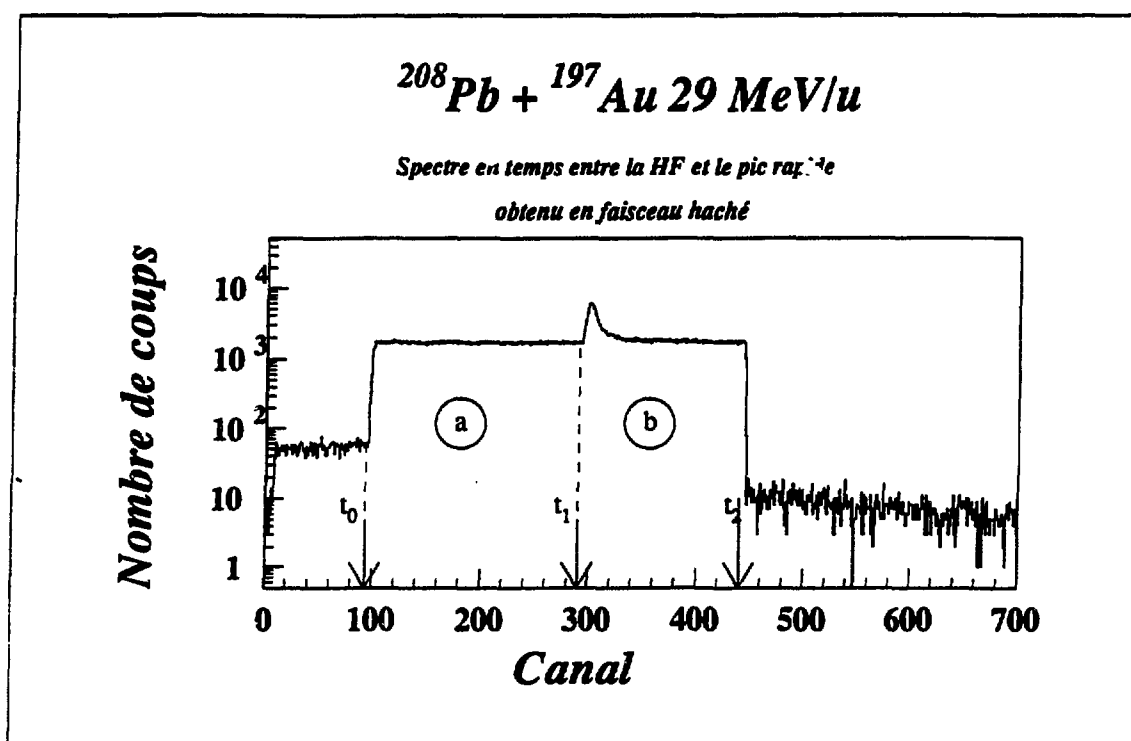


▲ **fig 21:** *a)* multiplicité de neutrons mesurée en fonction du temps mort de l'électronique (simulations pour le système Pb+Au)
b) multiplicité de neutrons mesurée en fonction du nombre de neutrons capturés pour un temps mort fixe de 30 ns imposé au cours de l'expérience.

Nous voyons que les pertes dues au temps mort dépendent fortement de celui-ci, et augmentent également fortement en fonction du nombre de neutrons détectés. Avec nos conditions expérimentales ($\Delta\tau = 30$ ns), les corrections restent négligeables jusqu'à 20 neutrons et sont de l'ordre de 10% pour une multiplicité de 50 neutrons.

d) les déclenchements fortuits

Lorsque nous utilisons un faisceau haché, c'est surtout le signal rapide d'ORION en coïncidence avec le signal "présence faisceau" (cf II-3) qui va venir déclencher l'acquisition. Mais ce signal peut être généré à partir d'un événement de bruit de fond. Celui-ci est distribué aléatoirement. Si l'on regarde le spectre en temps entre le pic rapide d'ORION et la HF des cyclotrons (figure 22), les événements correspondant au bruit sont donc distribués aléatoirement ; par contre, les vrais événements physiques sont bien corrélés en temps et apparaissent sous forme d'un pic.



▲ FIG 22: spectre de temps entre le signal rapide d'ORION et la HF des cyclotrons

Les événements de bruit qui viennent déclencher l'acquisition peuvent être séparés en deux familles distinctes : les événements qui précèdent un (éventuel) signal dû à un événement physique (région a) et les événements qui suivent ce signal rapide (région b). Connaissant le nombre d'événements dans la région a (N_a) et dans la région b (N_b), nous pouvons corriger la distribution mesurée des effets de mauvais déclenchements. Pour ce faire, nous ne gardons que les événements compris entre les temps t_1 et t_2 ; mais un certain nombre de ces événements correspondent aussi à un déclenchement par le bruit. De la distribution obtenue dans b, nous soustrayons la distribution mesurée entre les temps t_0 et t_1 affectée du coefficient N_b/N_a . C'est sur cette distribution que nous effectuerons alors la déconvolution du bruit de fond.

VI-4. Sections efficaces absolues

Si l'on connaît l'intensité du faisceau, on peut transformer un nombre d'événements par unité de temps en section efficace absolue, c'est-à-dire en unité de surface. Pour déduire les sections efficaces, il faut connaître l'état de charge de l'ion qui arrive dans la cage de Faraday. Le faisceau de plomb n'est pas complètement épluché, son état de charge valant 56^+ à la sortie de CCS₂. Par conséquent, toutes les surfaces traversées par les ions joueront également un rôle d'épluchage. Expérimentalement, il a été montré [Ca 90] qu'après une cible d'or de 5 mg/cm^2 , l'état de charge le plus probable du plomb est de $Q = 70^+$. Avec cette valeur, nous pouvons calculer Φ , le nombre de projectile par cm^2 à partir de N_{MFI} qui est le nombre de coups dans le Moniteur de Faible Intensité pendant le temps Δt (cf V-5).

Avec la cible d'or de 2.11 mg/cm^2 , nous obtenons en définitive la section efficace en barns suivant :

$$\sigma = 1.53 * N_{\text{événement}}(\Delta t) / N_{\text{MFI}}(\Delta t)$$

Cette section efficace est donnée avec des erreurs qui proviennent principalement de :

☛ l'étalonnage du MFI

☛ de l'état de charge : l'état de charge sur cible est différent de l'état de charge dans la cage de Faraday. Nous avons considéré un état de charge de 70^+ , ce qui correspond à la mesure faite avec une cible de 5 mg/cm^2 , bien que nous ayons utilisé des cibles plus minces. L'état de charge moyen doit être compris entre 56^+ (charge à la sortie de CSS₂) et 82 (numéro atomique du plomb) ; par conséquent, nous pouvons estimer que les sections efficaces seront données avec une incertitude maximale de 20%.

VI-6 Conclusions

Pour pouvoir analyser des grandeurs physiques, le traitement des informations recueillies pendant l'expérience est une étape indispensable : il faut d'abord vérifier la réponse des détecteurs (linéarité et stabilité). Ensuite, il faut identifier les produits chargés, ici en numéro atomique, et déterminer un étalonnage en énergie. Nous avons vu que pour notre système, l'étalonnage en énergie et l'identification en Z ne posent pas de problème particulier pour les fragments détectés de $Z \leq 48$; en revanche, pour les numéros atomiques $Z \geq 49$, l'incertitude augmente fortement et peut atteindre trois unités de charge et environ 10% sur l'énergie. L'analyse des distributions de multiplicités de neutrons demande également un certain nombre de corrections avant d'obtenir une multiplicité correcte : il faut éliminer les mauvais déclenchements, déconvoluer du bruit de fond, tenir compte du temps mort de l'électronique et, enfin, corriger de l'efficacité. Enfin, nous avons montré comment nous pouvons obtenir des sections efficaces absolues à partir de la mesure de l'intensité du faisceau.

Ce traitement étant réalisé, nous disposons des informations nécessaires pour regarder certains aspects des collisions $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ à 29 MeV/u.

Alors, place à la physique !

B

RESULTATS EXPÉRIMENTAUX

*Une accumulation de faits n'est pas plus une science
qu'un tas de pierres est une maison*

Henri Poincaré - la science et l'hypothèse

Notre dispositif expérimental global nous permet de couvrir une large gamme de détection en Z, en énergie et en angles. Les informations que nous pouvons en tirer sont donc très nombreuses. Comme nous l'avons dit dans la partie A, nous nous attacherons, dans la suite de ce document, à donner les résultats obtenus avec l'hodoscope.

Dans cette partie, nous allons d'abord présenter l'ensemble de ces résultats. Nous avons choisi de filtrer nos événements au moyen de la multiplicité de neutrons. Des analyses antérieures sur d'autres systèmes ont prouvé l'efficacité de ce filtre. Tout au long de cette présentation, nous aimerions toutefois montrer à nouveau la puissance de cet outil en tant que moyen de sélection. Dans le premier chapitre, nous ferons une description globale de la réaction en montrant d'abord les résultats de l'hodoscope de façon inclusive. Nous présenterons ensuite la distribution inclusive de neutrons mesurée avec ORION. C'est alors que nous associerons les deux détecteurs pour montrer les relations entre la multiplicité de neutrons et les caractéristiques des fragments détectés (Z et énergie)

Dans un deuxième chapitre, nous montrerons alors en détail les différentes distributions obtenues pour l'ensemble des observables : distributions de Z, distributions angulaires, distributions en énergie et les distributions de neutrons. Nous finirons ensuite par une discussion sur les origines possibles des différents régimes de la réaction que nous aurons pu définir.

I Présentation globale de la réaction $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$

Pour commencer à présenter les résultats expérimentaux, nous allons d'abord montrer des vues d'ensemble qui vont nous permettre d'atteindre deux objectifs : d'abord, nous obtiendrons de cette façon un panorama assez complet de l'ensemble des mécanismes qui interviennent lors de cette réaction, et ensuite, nous pourrons montrer l'intérêt de coupler la détection des particules neutrons et des produits chargés.

I-1. Matrice Z-Energie

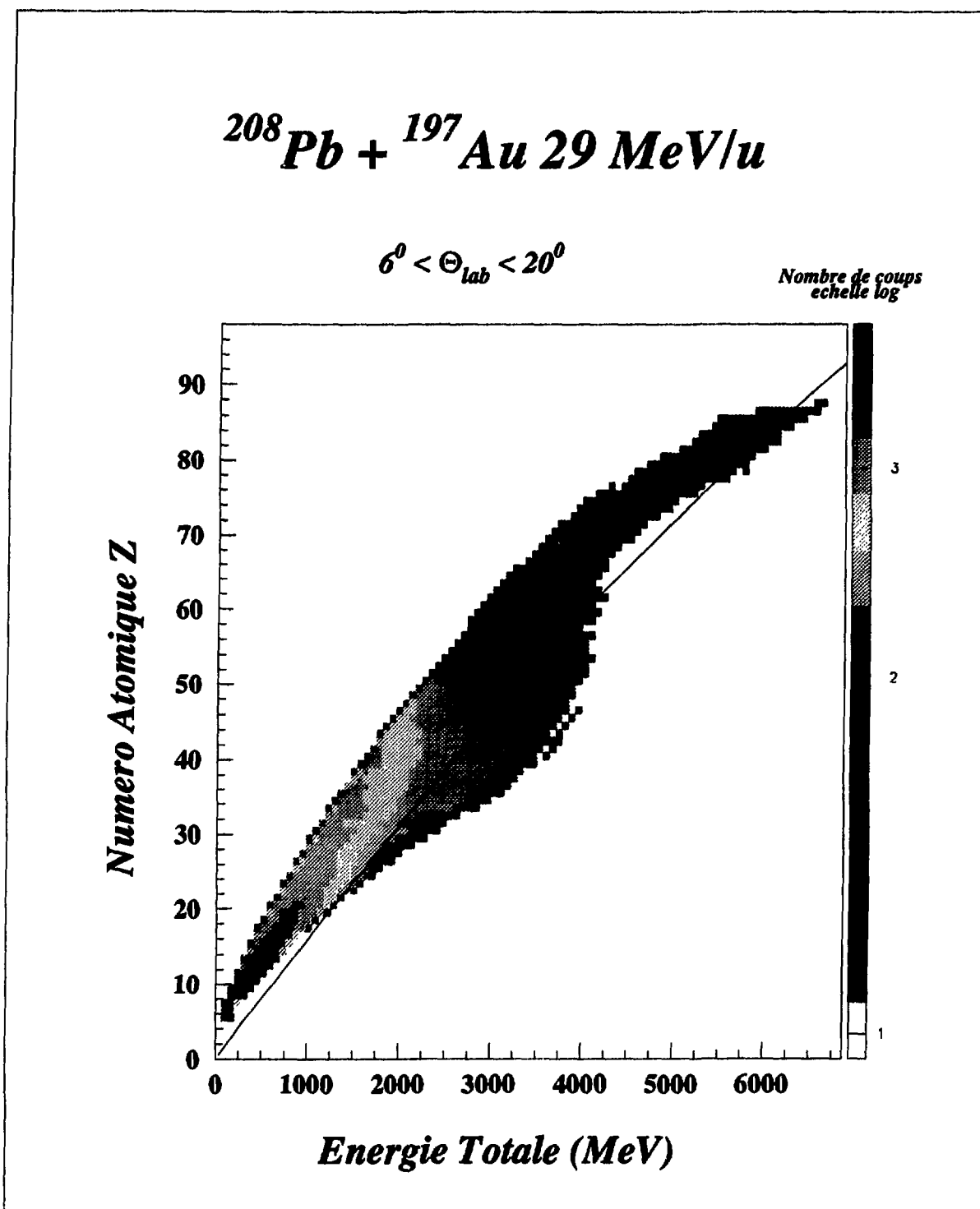
Dans la figure 23, nous avons projeté tous les événements observés dans le plan énergie - Z pour les angles $6^\circ < \Theta < 20^\circ$. La ligne continue représente l'énergie correspondant à la vitesse du projectile pour chaque Z. Pour ce calcul, nous avons besoin d'estimer la masse associée à un Z ; pour ce faire, nous avons pris la formule de masse proposée par [Ch 88] :

$$A(Z < 49) = 2.08 Z + 0.0029 Z^2$$

Cette formule n'est pas applicable sur tout notre domaine en Z puisqu'elle donne une masse 190 pour le plomb. Au delà de $Z = 48$, nous avons appliqué une correction linéaire pour retrouver $A(Z=82) = 208$. Cette limite a été prise arbitrairement sur le dernier élément que nous pouvons identifier sur la matrice E- ΔE .

$$A(Z > 48) = A(Z < 49) + 0.6 * (Z - 48)$$

Sur cette figure, nous pouvons suivre la réaction en fonction du Z détecté. Avant de la décrire, il faut rappeler que l'hodoscope impose des seuils importants en énergie, de l'ordre de 15 MeV/u. Ces seuils empêchent la détection de tous les fragments issus de la quasi-cible. Nous observons donc préférentiellement les fragments issus d'un quasi-projectile, ou, éventuellement, d'un système composite. Nous partons d'un noyau de diffusion élastique ($Z = 82$, $E = 5.95$ GeV) qui se présente sous la forme d'un pic bien visible ; l'angle minimal de l'hodoscope (6°) est très légèrement inférieur à l'angle d'effleurement ($6^\circ 2$). Des résidus lourds et de plus en plus ralentis apparaissent ensuite et s'étendent jusqu'à des Z de l'ordre de 60. Pour ces résidus les plus légers, nous constatons une perte d'énergie cinétique du quasi-projectile qui est déjà conséquente puisqu'elle atteint environ 1 GeV. Viennent ensuite des fragments de Z voisins de $Z_p/2$ ($Z_p = 82$) pour lesquels nous pouvons distinguer deux composantes en énergie séparées par la vitesse du projectile. Nous arrivons enfin à une forte production de fragments légers pour lesquels nous avons des seuils importants en énergie.

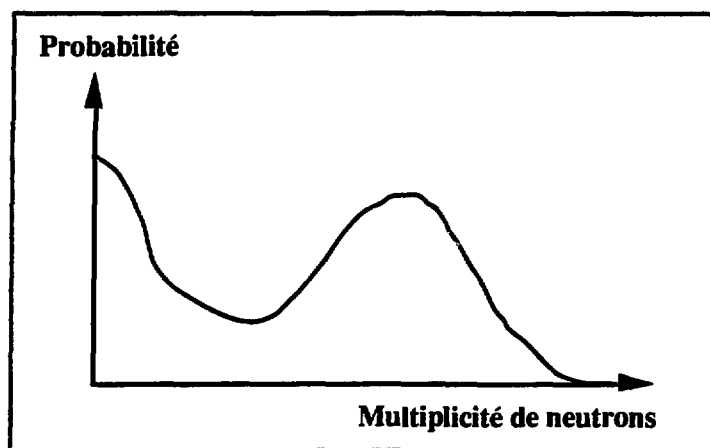


▲ **FIG 23** : matrice Energie-Z pour l'ensemble des fragments détectés avec l'hodoscope entre 6° et 20° ; la ligne continue représente l'énergie correspondant à la vitesse du projectile pour chaque Z

Cette image décrit des fragments mesurés avec l'hodoscope seul. Nous voyons qu'il est difficile de tirer plus d'informations uniquement sur ces données : il est par exemple difficile d'attribuer clairement des mécanismes de production. Il nous faut donc trouver un moyen de sélection. Nous allons montrer que la multiplicité de neutrons joue ce rôle.

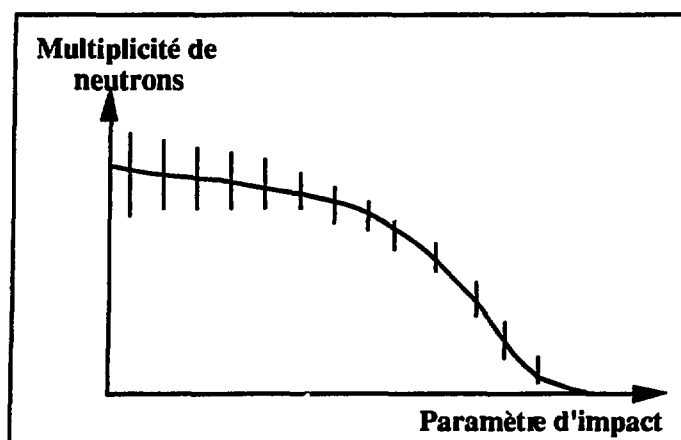
I-2 Distribution inclusive de multiplicité de neutrons

Nous venons de voir que l'analyse des événements détectés par l'hodoscope nous donne le Z, l'énergie et l'angle pour un noyau détecté. Tout au long de l'analyse, la multiplicité de neutrons va nous servir de moyen de sélection avec l'hypothèse implicite suivante : cette multiplicité peut être reliée, au moins de manière qualitative, au paramètre d'impact. Si nous regardons les distributions inclusives de multiplicité de neutrons pour des systèmes lourds [Ja 86, Ji 89, Lo 93], nous obtenons à chaque fois une forme équivalente à celle schématisée dans la figure ci dessous (figure 24) :



▲ Fig 24 : forme générale de la multiplicité de neutrons pour un système lourd

La caractéristique essentielle est l'apparition d'une bosse pour les grandes multiplicités. Pour interpréter cette forme, nous pouvons considérer une description géométrique dans laquelle la multiplicité de neutrons et le paramètre d'impact (b) sont très corrélés pour les grands b . Pour pouvoir expliquer d'une manière très qualitative l'apparition de la composante aux grandes multiplicités, il faut alors supposer une saturation de la multiplicité de neutrons pour les petits b ou, du moins, un changement violent de la pente de la corrélation, les largeurs des distributions de multiplicités pouvant toutefois évoluer avec b ainsi que cela a été symbolisé qualitativement sur la figure 25. Ces largeurs ont deux composantes différentes : la largeur sur le nombre de neutrons émis (qui résulte de la distribution en énergies d'excitation corrélée à un b donné ou des fluctuations sur le processus de désexcitation), et la largeur due à l'efficacité de détection.



▲ Fig 25 : relation qualitative entre la multiplicité de neutrons et le paramètre d'impact ; les barres verticales sont données à titre indicatif et symbolisent une évolution possible de la largeur de la distribution de multiplicité

De cette description géométrique, nous pouvons tirer la conclusion suivante : la corrélation entre multiplicité de neutrons et le paramètre d'impact n'existe fortement que pour un certain domaine de réaction, plus particulièrement les réactions périphériques. Pour les paramètres d'impact plus petits, cette corrélation peut être perdue ou affaiblie.

Par contre, dans une distribution inclusive, la quasi totalité des réactions nucléaires va être détectée. En effet, le seuil de détection sur le signal rapide d'ORION n'est que de 2 MeV sur les gammas. Dans ces conditions, les seules réactions que nous ne verrons pas seront les diffusions élastiques ou quasi-élastiques qui ont, à priori, une multiplicité de neutrons nulle. Par conséquent, nous sous-estimons la section efficace des événements de multiplicité nulle.

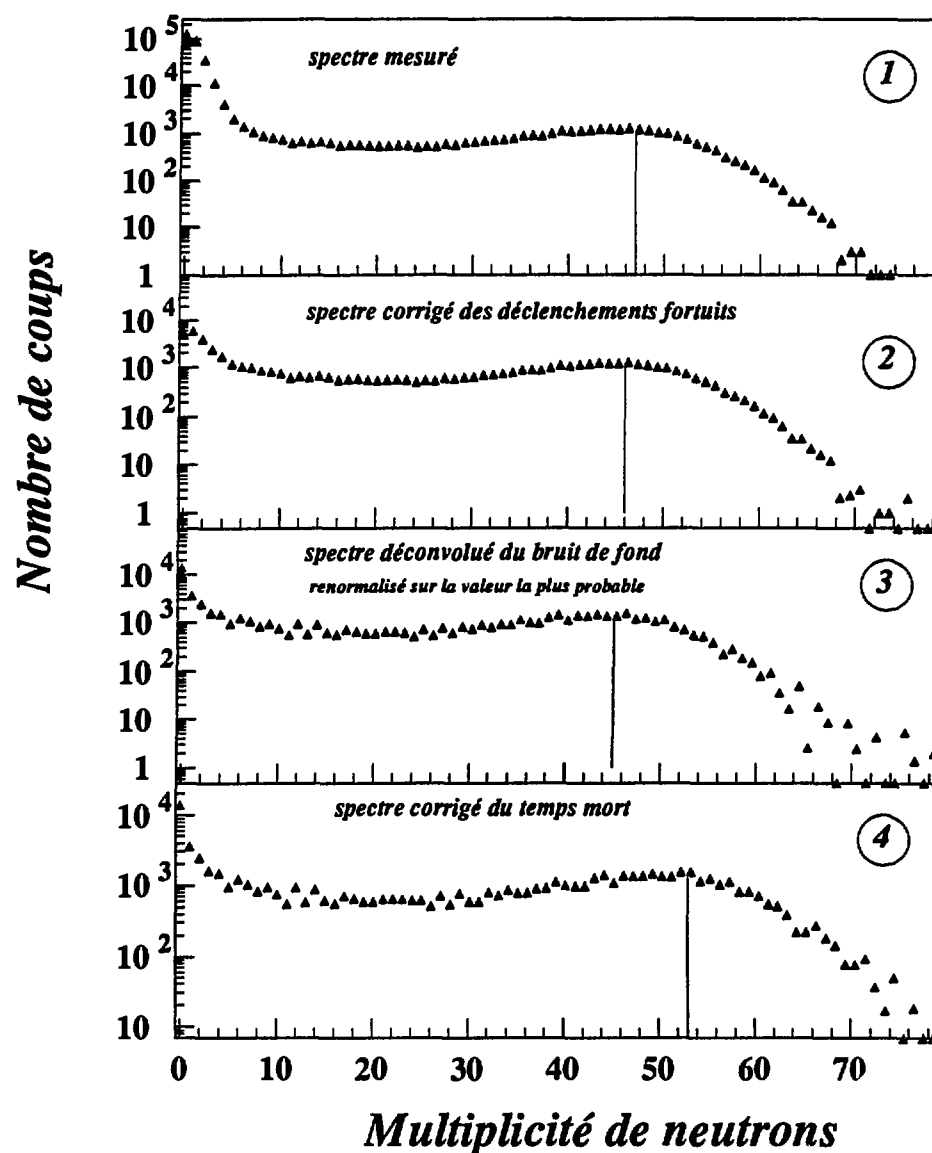
a) distribution inclusive des multiplicités de neutrons pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$

La distribution inclusive mesurée de M_n est donnée dans la figure 26 (Ⓐ). Rappelons ici que cette distribution a été obtenue avec un faisceau haché. Nous avons montré dans la partie A (chapitre VI-3) qu'il fallait soumettre cette distribution à des corrections, en particulier en ce qui concerne les déclenchements fortuits, le bruit de fond, le temps mort de l'électronique et l'efficacité.

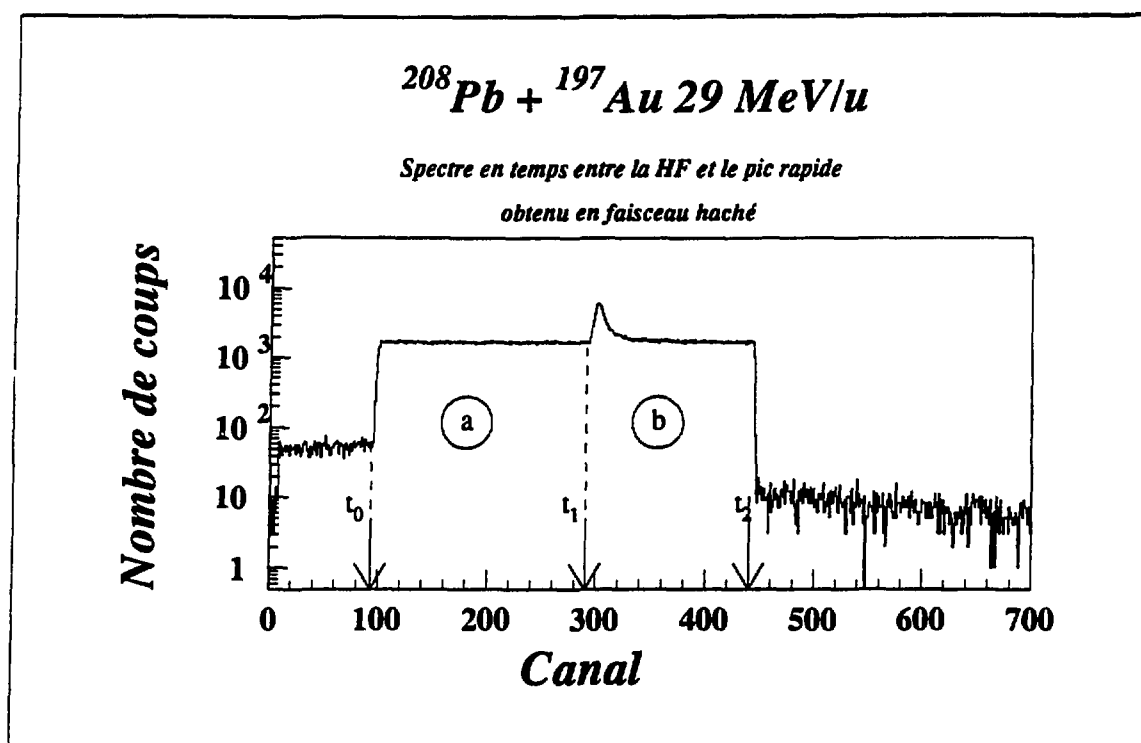
Dans un premier temps, il faut corriger des déclenchements fortuits ; pour cela, nous tirons parti de la distribution de temps de vol entre la haute fréquence et le signal qui déclenche l'acquisition, en mode inclusif. Ce spectre est donné ci dessous (figure 27)

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \text{ } 29 \text{ MeV/u}$

corrections de la multiplicité inclusive



▲ **FIG 26** : distributions inclusives de multiplicité de neutrons :
 a) spetre mesuré - b) spectre corrigé des déclenchements fortuits
 c) spectre déconvolué du bruit de fond - d) spectre corrigé du temps mort

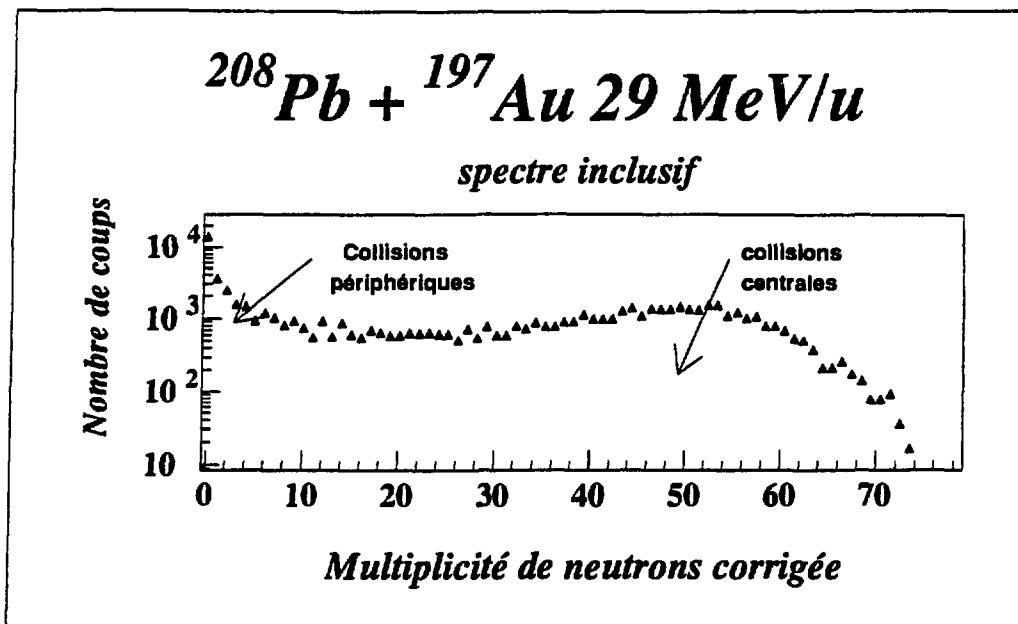


▲ Fig 27 : spectre de temps entre le signal rapide d'ORION et la HF des cyclotrons

L'intensité de faisceau que nous avons utilisée était faible ; nous pouvions donc avoir un nombre important de coïncidences fortuites entre un signal "présence faisceau" et un événement de bruit de fond. Ces événements apparaissent sous forme d'un fond continu. Pour corriger de ces effets, nous ne prenons en considération que la distribution correspondant aux événements de la partie (b) du spectre. Nous soustrayons de cette distribution la distribution mesurée dans (a) entre t_0 et t_1 , renormalisée à la largeur en temps $t_2 - t_1$. Nous obtenons ainsi la distribution ② de la figure 26.

Ensuite, il faut corriger cette distribution des empilements dus au bruit de fond ainsi qu'aux réactions multiples. Ces effets sont mesurés dans la porte "bruit de fond". Nous déconvoluons alors les deux distributions selon les expressions données en A-III.4b. Ceci donne la distribution ③. Enfin, nous corrigeons des effets de temps morts à partir de la courbe donnée dans la figure 21. Ceci donne la distribution ④. Nous voyons que ces corrections sont importantes pour les faibles multiplicités (bruit de fond, déclenchement) et pour les fortes multiplicités (temps mort). Les lignes indiquent la valeur la plus probable pour la composante à haute multiplicité. Quelles sont alors les informations qualitatives ou quantitatives que l'on peut extraire de cette distribution ?

b) Informations obtenues à partir de la distribution inclusive



▲ Fig 28 : distribution de multiplicité de neutrons sans correction d'efficacité

1° informations sur les collisions centrales

La forme de la distribution donnée dans la figure 28 ressemble tout à fait à celle observée pour d'autres systèmes et schématisée dans la figure 24. On peut distinguer deux composantes : un premier pic aux faibles multiplicités que l'on associe aux collisions périphériques et un deuxième pic aux fortes multiplicités qui correspond aux collisions plus centrales. Pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$, la valeur moyenne mesurée de M_n pour la bosse des collisions centrales est de 48 neutrons. Après corrections, nous trouvons une valeur de 54. Dans la partie A (§ VI-4-a), nous avons vu que l'efficacité de détection est de 63%, quelles que soient les hypothèses faites pour les mécanismes de réaction.

Cette efficacité nous donne donc une multiplicité réelle de 82 neutrons émis pour le maximum de la bosse correspondant aux collisions centrales. Cette valeur est pratiquement égale à la différence entre le nombre total de neutrons et le nombre total de protons du système (83 neutrons). Cette observation nous amène à une première information sur les dissipations dans le système Pb+Au : pour les chocs les plus violents, nous avons une très grande multiplicité de neutrons et le nombre moyen de neutrons émis est proche de l'excès total de neutrons. Ceci peut correspondre à l'observation de noyaux finals légers dont le rapport N/Z est voisin de 1 ou de noyaux plus lourds et fortement déficients en neutrons.

Nous pouvons également constater qu'une partie importante de la section efficace pour les collisions centrales correspond à des multiplicités corrigées très élevées, bien supérieures à la valeur la plus probable (54 neutrons). Malheureusement, pour ces événements, et comme nous l'avons déjà dit dans l'introduction de ce chapitre, il n'est pas possible de distinguer entre les fluctuations sur le nombre de neutrons émis et les effets d'efficacité. Par exemple, les événements à 80 neutrons mesurés sont certainement des événements pour lesquels l'efficacité est proche de 100%

2° informations sur les énergies d'excitation

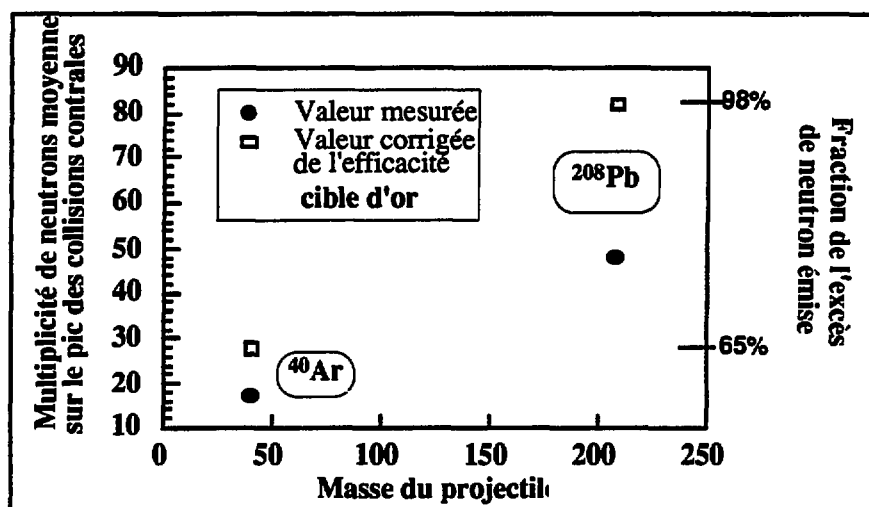
A partir de la distribution inclusive, peut-on tirer des conclusions sur les énergies d'excitation ? Bien sûr, l'énergie d'excitation est liée à la multiplicité de neutrons. Mais elle dépend également de la multiplicité de particules chargées (PC) et de la multiplicité de Fragments de Masse Intermédiaire (FMI). De plus, les neutrons, les particules chargées et les FMI emportent chacun des énergies très différentes selon le mécanisme de réaction. Par exemple, pour notre système, les sources d'émission peuvent être un Quasi-Projectile ou une Quasi-Cible, ou alors un système composite, ou des fragments légers issus d'une multifragmentation. Il semble donc difficile de remonter aux énergies d'excitation uniquement à partir de la distribution inclusive de multiplicité de neutrons.

3° information sur la section efficace de réaction

Nous avons remarqué que la méthode de détection nous permet d'accéder à tous les paramètres d'impact au travers de M_n . Il est donc théoriquement possible de mesurer la section efficace totale, à condition d'avoir une mesure de l'intensité du faisceau. Des exemples de telles mesures ont été donnés par Sokolov [So 92]. Malheureusement, pour le faisceau de plomb, l'intensité en faisceau haché était trop faible pour être mesurée correctement et obtenir des résultats satisfaisants. Nous avons vu, de plus, que les corrections à apporter à la distribution de neutrons étaient importantes, en particulier la soustraction des déclenchements fortuits. Une faible erreur statistique peut entraîner d'importantes erreurs sur les sections efficaces extraites. Cette erreur est importante pour les faibles multiplicités, mais ne distord pas énormément la forme de la distribution ; les valeurs moyennes obtenues restent correctes, mais le nombre de coups réellement issus d'événements physiques est difficile à déterminer avec beaucoup de précision.

c) Comparaison avec d'autres systèmes

D'autres mesures de multiplicités de neutrons ont été obtenues sur d'autres systèmes, mais ceux-ci étaient sensiblement plus légers. Ceci implique que les mécanismes de réaction mis en jeu sont différents, et, par conséquent, les mêmes modèles ne permettent plus de décrire tous les systèmes. Prenons par exemple les mesures faites sur le système Ar+Au [Ji 89] ; dans ce cas, pour les collisions centrales, nous formons un système composite qui peut fissionner et un modèle de transfert massif permet de reproduire les données de façon satisfaisante. Pour le système Pb+Au, la situation est complètement différente : pour un système symétrique, nous nous attendons à ce que les échanges de nucléons ne mènent pas, en moyenne, à une dissymétrie de masse après l'interaction, et le modèle de transfert massif n'est donc pas applicable. Cette symétrie implique également que, sous l'hypothèse d'un mécanisme binaire, l'énergie d'excitation va être partagée en moyenne dans les mêmes proportions entre Quasi-Projectile et Quasi-Cible. Pour les collisions centrales, nous avons vu que nous nous attendons à obtenir des fragments légers et non des fragments de fission ; l'énergie de liaison des neutrons sera donc différente. Nous voyons donc que les mécanismes sont très différents d'un système à l'autre et, comme nous l'avons déjà mentionné, cela va entraîner d'importantes différences sur les émissions de neutrons, ou des particules légères.



▲ Fig 29 : multiplicités de neutrons mesurées avec une cible d'or pour deux projectiles différents ; les valeurs mesurées et corrigées de l'efficacité sont données. L'échelle de droite montre la fraction de l'excès de neutrons émise pour les deux systèmes.

Nous donnons tout de même sur la figure 29 une comparaison entre les valeurs obtenues sur une cible avec un projectile d'argon à 35 MeV/u [Ji 89] et avec le projectile de plomb à 29 MeV/u. De cette comparaison, nous pouvons tirer les deux conclusions suivantes : d'une part, avec le plomb, nous atteignons certainement des énergies thermiques beaucoup plus grandes qu'avec l'argon ; d'autre part, la sélectivité de la multiplicité de neutrons sera d'autant meilleure que le système sera lourd. Les largeurs des distributions de neutrons associées aux collisions les plus dissipatives seront plus grandes.

Conclusions :

La mesure de la multiplicité inclusive de neutrons est une première information importante pour un système donné. Pour la réaction $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$, nous avons une émission de neutrons qui correspond à tout l'excès de neutrons du système. La fraction du nombre de neutrons rapporté à l'excès de neutrons est beaucoup plus importante pour le système Pb+Au que pour tous les systèmes étudiés jusqu'à présent [Ji 89, w Cr 91]. Ceci constitue une bonne indication d'une augmentation de la température atteinte.

I-3 Le filtre multiplicité de neutrons

Nous venons de regarder de façon séparée les événements détectés dans l'hodoscope (§ 1) et avec ORION (§ 2). Nous allons maintenant associer ces deux détecteurs pour montrer que la multiplicité de neutrons est un bon moyen de trier les événements. Nous allons donc regarder la relation entre la multiplicité de neutrons et le Z détecté, puis nous reprendrons la matrice E-Z décrite dans le premier paragraphe et nous lui appliquerons le filtre multiplicité de neutrons.

a) corrélation Z-multiplicité de neutrons

Dans la figure 30 nous avons projeté l'ensemble des événements en fonction de leur numéro atomique et de la multiplicité de neutrons mesurée en coïncidence. Un premier pic en section efficace apparaît autour de $Z = 82$ pour les faibles multiplicités, ce qui correspond à des collisions très périphériques. Nous voyons ensuite une évolution très rapide de la multiplicité en fonction du numéro atomique. Pratiquement dès le $Z = 82$ et jusqu'au $Z = 60$, elle passe d'une valeur faible (environ 5 neutrons) jusqu'à une multiplicité mesurée de 40 neutrons. Rappelons que la perte d'énergie cinétique d'un QP de $Z = 60$ comparé à un QP de $Z = 82$ atteint des valeurs supérieures à 1 GeV (fig 23). Nous avons donc une dissipation forte pour des mécanismes qui conservent une grande partie (75 %) du Z initial du projectile.

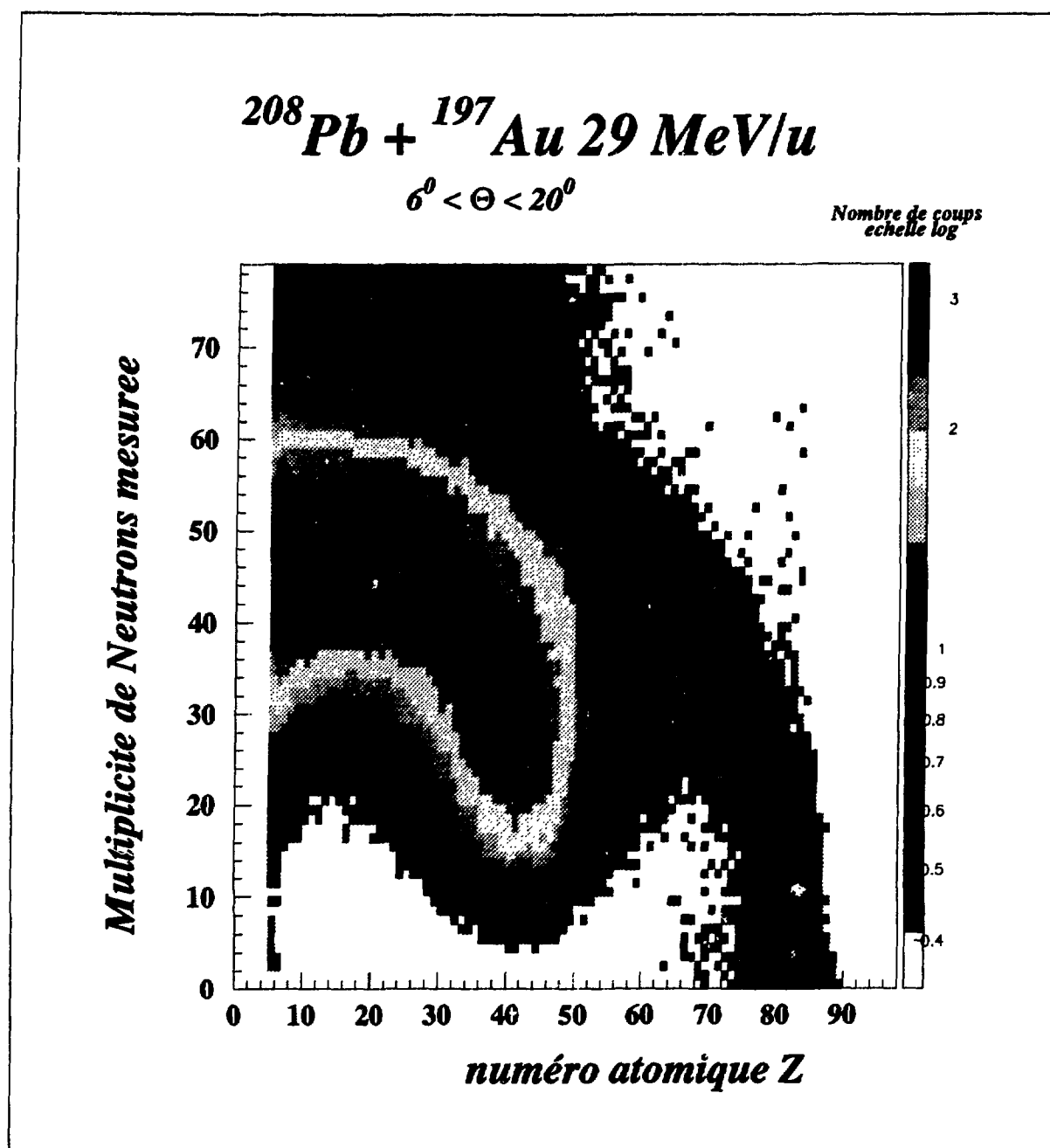


Fig 30 : Matrice Z - Multiplicité de neutrons

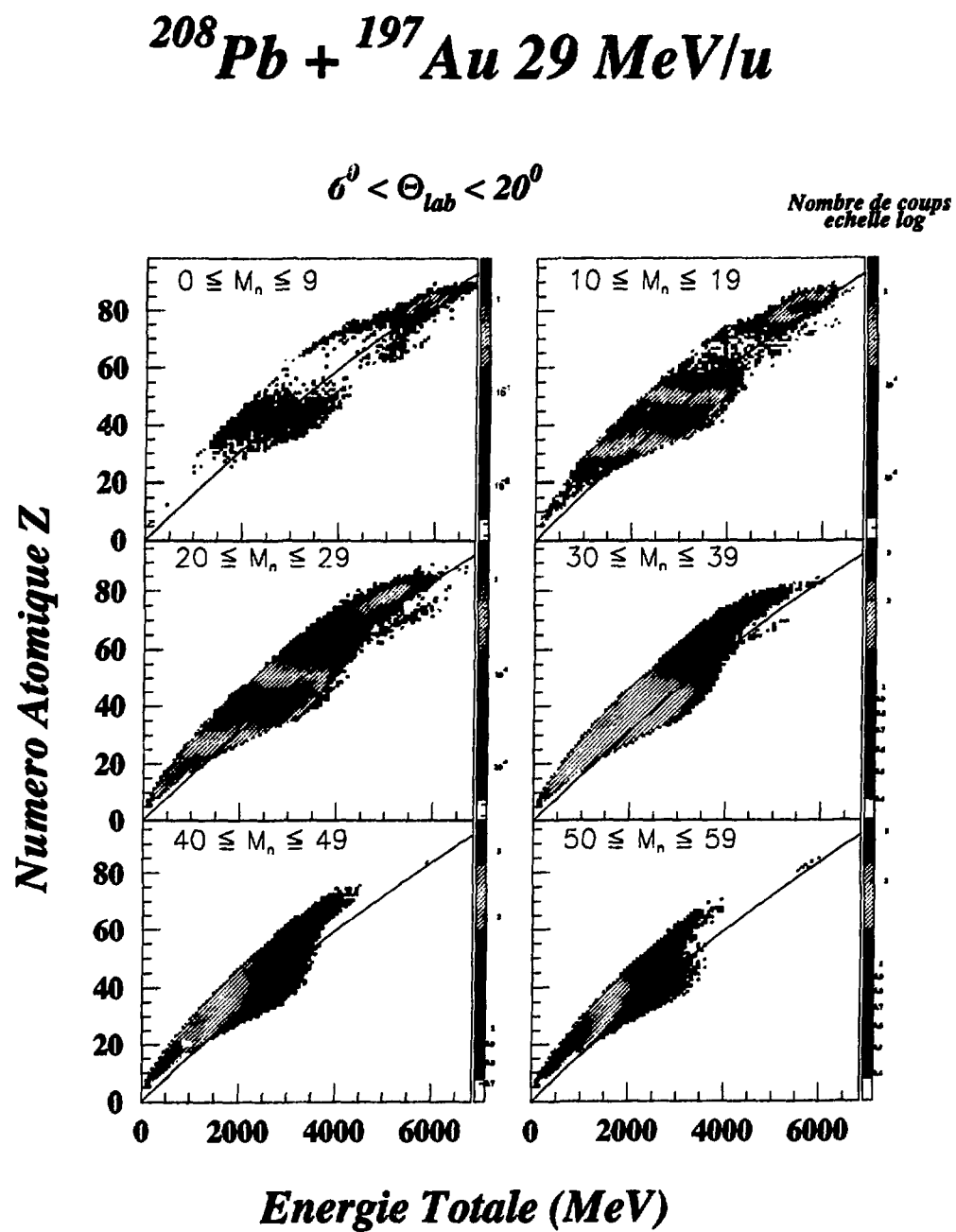
Cette région de Z correspond à des résidus d'évaporation. Nous voyons que pour ce même domaine de multiplicité vient s'ajouter une composante aux environs de $Z = 40$. Nous l'identifierons comme correspondant à de la fission d'un quasi-projectile (partie C). Nous voyons immédiatement que pour ce système, nous avons une compétition entre deux processus de désexcitation pour des collisions qui mènent à des fragments primaires lourds, voisins du plomb.

Au delà, la multiplicité atteint progressivement sa valeur la plus probable pour les collisions centrales (48 neutrons) pour les fragments de masse intermédiaire. Ces fragments sont issus des collisions les plus dissipatives et donc des collisions centrales. Nous pouvons également voir que plus nous allons vers les particules légères, plus la corrélation s'élargit. La région des très grandes multiplicités ($M_n \geq 80$) est dominée par des événements pour lesquels au moins deux réactions nucléaires ont contribué à la multiplicité mesurée (empilements).

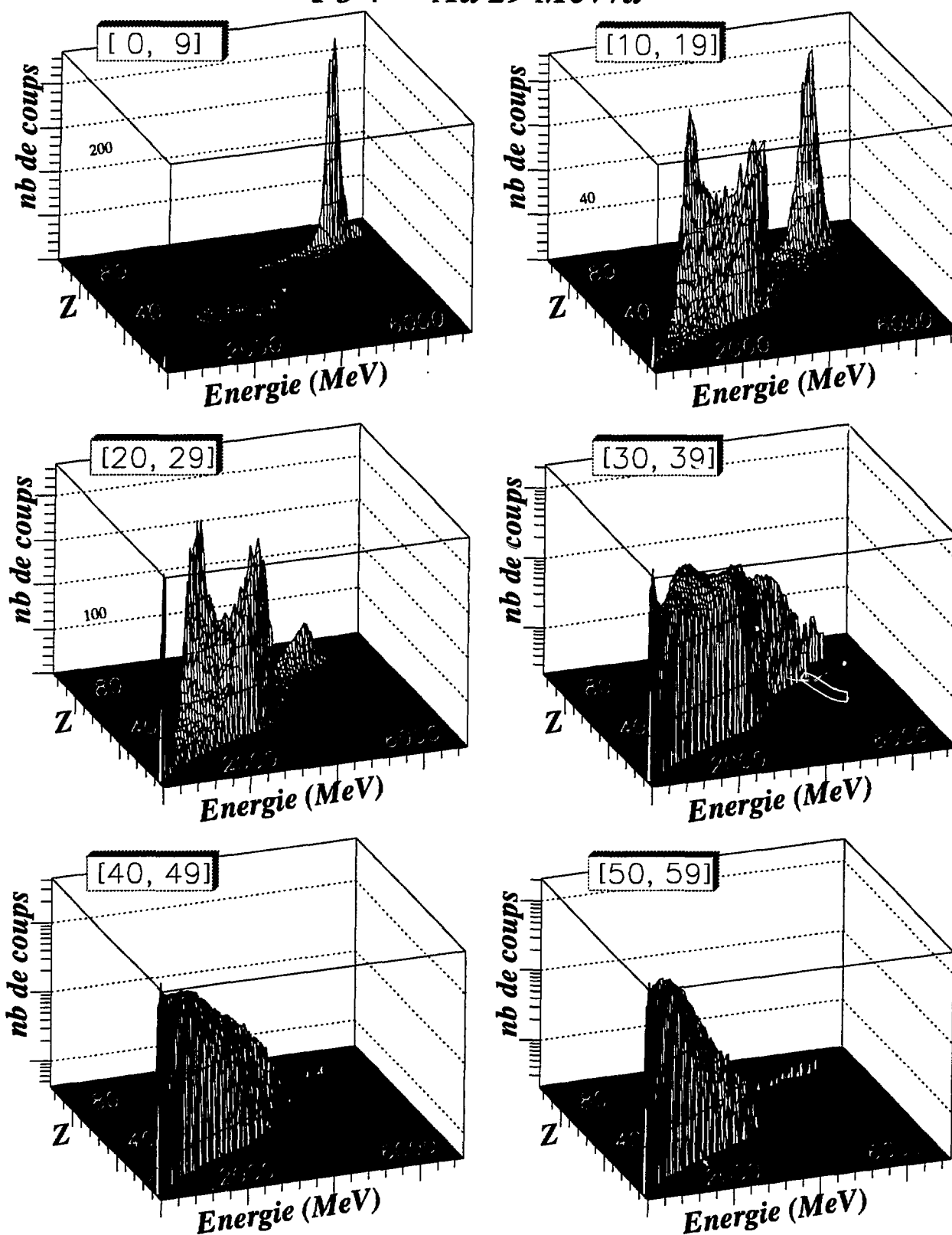
Nous voyons que cette figure ressemble à la figure 25 qui montre la relation entre paramètre d'impact et multiplicité de neutrons. En sélectionnant certaines multiplicités de neutrons, nous allons sélectionner la violence de la collision de façon assez précise, en particulier pour les multiplicités inférieures à 40. Au delà, cette sélection est beaucoup plus arbitraire : les composantes se mélangent et nous ne pourrions plus sélectionner un mécanisme, mais une superposition de différents mécanismes complètement différents qui peuvent mener à un bilan en neutrons et en Z à l'avant quasiment identique. Il conviendra donc d'être prudent lorsque nous étudierons les événements correspondant à ce domaine de multiplicité ($M_n > 40$). Sur cette figure, nous avons également des informations sur les rapports de sections efficaces ; nous voyons nettement qu'une très grande partie de la section efficace est emportée par les fragments légers.

b) matrices Z-Energie sélectionnées par la multiplicité de neutrons.

Nous avons reporté sur les figure 31 et 32 les matrices Energie-vs- Z en fonction de six fenêtres en multiplicités de neutrons comprises entre 0 et 60 (valeurs mesurées), par pas de dix. Comme sur la figure 23, la ligne continue correspond à une énergie de 29 MeV/u. Nous avons montré cette figure suivant deux vues : une projection (fig 31) et une perspective (fig 32) pour mieux voir les effets de sections efficaces. Sur la vue en trois dimensions, à partir de 30 neutrons, nous avons utilisé une échelle logarithmique pour la troisième dimension. Ces matrices présentent une évolution rapide avec la violence de la collision que nous sélectionnons au moyen de la multiplicité de neutrons. Décrivons les maintenant pour chaque fenêtre de multiplicité de neutrons (M_n) :



▲ **FIG 31** : matrices Energie-Z sélectionnées par six fenêtres en multiplicité de neutrons ; la ligne continue représente l'énergie correspondant à la vitesse du projectile pour chaque Z

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \text{ 29 MeV/u}$


▲ FIG 32 : matrices Energie-Z sélectionnées par six fenêtres en multiplicité de neutrons

☛ la fenêtre $M_n = [0, 9]$

La première fenêtre concerne les multiplicités les plus faibles. L'image est dominée par un pic correspondant à des Z et des énergies proches de celles du projectile. Ce pic correspond à des événements de diffusion élastique ou faiblement inélastique. Nous voyons tout de même d'autres types d'événements, mais avec une section efficace beaucoup plus faible. Nous constatons qu'il semble exister des Z supérieurs au plomb. Notre étalonnage et notre identification sont trop imprécis pour pouvoir réellement affirmer l'existence de ces fragments. Toutefois, le système Pb+Au est quasiment symétrique, et les transferts de masses qui peuvent intervenir pendant l'interaction ne seront favorisés ni vers la cible, ni vers le projectile. Pour ces collisions très peu dissipatives, nous observons des fragments proches des produits primaires de la réaction. Ces événements peuvent alors correspondre à un transfert de masse de la cible vers le projectile.

Nous voyons également des fragments assez lourds, avec un Z compris entre 60 et 80 et dont l'énergie est sensiblement différente de l'énergie du projectile ; ils ne peuvent plus provenir de collisions faiblement inélastiques et doivent correspondre à des collisions plus violentes, mais pour lesquelles l'efficacité de détection a été statistiquement mauvaise. Une troisième zone d'événements apparaît - faiblement - autour du $Z = 40$. Nous retrouverons ces événements dans la fenêtre suivante.

☛ la fenêtre $M_n = [10, 19]$

En changeant de fenêtre de neutrons, nous voyons un changement important de la distribution des événements. D'abord, le pic élastique a disparu : en effet, si l'on se réfère à la ligne qui marque la vitesse du projectile, nous nous apercevons que le pic qui correspond aux éléments les plus lourds s'est déplacé. Les Z liés à ce pic sont légèrement plus faibles et ont une dispersion plus grande. Pour des systèmes plus légers, Charity et al ont observé un tel élargissement de la distribution en masse lorsque la perte d'énergie cinétique s'accroît [☛ Ch 91].

Nous voyons également que la distribution en Z pour les fragments lourds s'étend assez loin comme nous le pressentions dans la fenêtre précédente. Ces résidus lourds ont une vitesse de plus en plus éloignée de celle du projectile si l'on va vers les fragments les plus légers. Des évolutions équivalentes ont été observées pour le quasi-projectile dans le système Pb+Pb à faible énergie incidente [☛ Ta 80] ou dans le système Xe+Ag à 27 MeV/u [☛ Gr 88]

L'autre composante importante dans cette fenêtre est composée par les fragments de Z compris entre 30 et 50 que nous avons commencés à voir dans la fenêtre précédente. Pour ces Z , nous observons que la distribution en énergie se partage en deux "bosses" de part et d'autre de la vitesse du projectile. Une telle composante double peut s'expliquer cinématiquement par la cassure binaire d'un noyau qui se déplacerait avec une vitesse proche de celle du projectile. Nous montrerons dans la partie C que ces événements sont associés à un mécanisme de fission du quasi-projectile. Enfin, nous voyons apparaître aux très petits Z une composante de fragments de masse intermédiaire ($Z < 10$).

☛ la fenêtre $M_n = [20, 29]$

Si nous augmentons la sélection de 10 neutrons, l'image change à nouveau de façon notable. D'une façon générale, nous voyons que les différentes composantes que nous avons décrites précédemment ne sont plus séparées de façon distinctes, mais nous avons plutôt une évolution continue de l'une à l'autre. En particulier, la région des fragments les plus lourds s'est clairement décalée vers des Z plus petits et des énergies plus faibles et s'est beaucoup élargie, aussi bien en Z qu'en vitesse. La distinction entre ces fragments lourds et la fission n'est plus immédiate. Il est même difficile d'attribuer une origine aux Z voisins de 60. Cependant, au delà de $Z = 70$, la double composante en énergie a disparu et la section efficace remonte vers les résidus lourds.

Si l'on regarde les fragments de fission, nous voyons que la séparation des deux composantes en énergie est moins nette, le col est plus large et s'est donc rempli par rapport à la fenêtre précédente. Nous voyons également que pour cette fenêtre en multiplicités, la région des fragments de masse intermédiaire s'est beaucoup étendue vers les Z plus élevés ($Z \sim 30$), à partir desquels ils se mélangent aux fragments de fission.

☛ la fenêtre $[30, 39]$

A nouveau, l'augmentation des multiplicités de neutrons change beaucoup la figure. Cette fois, les fragments lourds autour de $Z = 80$ ont disparu ; nous observons encore des résidus de grandes masses, mais avec une faible section efficace. La région des fragments de fission est toujours peuplée, mais l'allure en énergie a changé. Nous avons maintenant un fort déséquilibre entre les deux composantes, et nous observons qu'une importante partie de ces fragments a une vitesse inférieure à la vitesse du faisceau. Les seuils en énergie nous empêchent d'observer le maximum de la distribution de ces fragments. Nous voyons tout de même qu'ils viennent dans le prolongement d'une forte proportion de fragments légers et de masse intermédiaire.

☛ les fenêtres [40, 50] et [50, 60]

Pour ces fortes multiplicités de neutrons, l'image est complètement dominée par les fragments légers et de masse intermédiaire. Nous voyons toutefois que leur distribution en Z s'étend assez loin, jusqu'à des Z de l'ordre de 60. Les fragments les plus lourds associés à des collisions fortement dissipatives avec une multiplicité de neutrons importante peuvent correspondre à des résidus d'évaporation d'un quasi-projectile très chaud. Les seuils en énergie de l'hodoscope ne nous permettent pas de suivre de façon continue l'évolution de la distribution de ces résidus en fonction de la dissipation. Les sections efficaces associées à ces événements de grand Z demeurent faibles (au moins pour les domaines couverts par l'hodoscope) et, ainsi que le confirme la distribution de neutrons en inclusif, pour ces collisions les plus violentes, les fragments observés sont essentiellement des fragments légers pour lesquels le rapport N/Z est voisin de 2.

I-4 conclusions

En associant la détection de fragments aux angles avants et la multiplicité de neutrons, nous avons pu montrer que cette dernière observable est un bon moyen de sélectionner la violence de la collision. Pour le système Pb+Au, nous avons ainsi pu suivre la réaction depuis les collisions les plus périphériques jusqu'aux plus centrales :

☐ *pour les collisions périphériques, nous observons d'abord, pour les réactions les moins violentes, des phénomènes élastiques ou très faiblement inélastiques. Pour des collisions plus dissipatives, nous voyons une compétition entre évaporation et fission dans la désexcitation des produits de réactions inélastiques.*

☐ *pour les collisions les plus centrales, la section efficace est constituée principalement de fragments de masse intermédiaire ; il semblerait donc que nous ayons observé une dissociation complète du système.*

☐ *pour les collisions intermédiaires, nous avons un mélange des différents mécanismes.*

II Distributions expérimentales

Dans le chapitre I, nous avons donné une vue d'ensemble de la réaction. En sélectionnant les événements au moyen de la multiplicité de neutrons, nous avons pu distinguer certaines voies de sortie, certains mécanismes et en donner quelques caractéristiques essentielles. Dans ce chapitre, nous voudrions développer les résultats expérimentaux et montrer un certain nombre de distributions de façon plus quantitative : distributions en Z , distributions angulaires, distribution en énergie, distributions de neutrons ; pour chacune de ces observables, nous regarderons également les effets des autres observables, en particulier de la multiplicité des neutrons. Dans un dernier paragraphe, nous discuterons les problèmes des coïncidences internes à l'hodoscope, coïncidences que nous avons rejetées lors de notre analyse des données.

II-1. Distributions en Z

Le Z de l'élément est évidemment une observable très intéressante, car sa valeur permet d'avoir une indication sur le mécanisme qui l'a produit, et la mesure du Z associée à la multiplicité de neutrons permet une sélection de ces mécanismes (voir la figure 30). Nous allons maintenant regarder les distributions de Z .

a) distributions mesurées

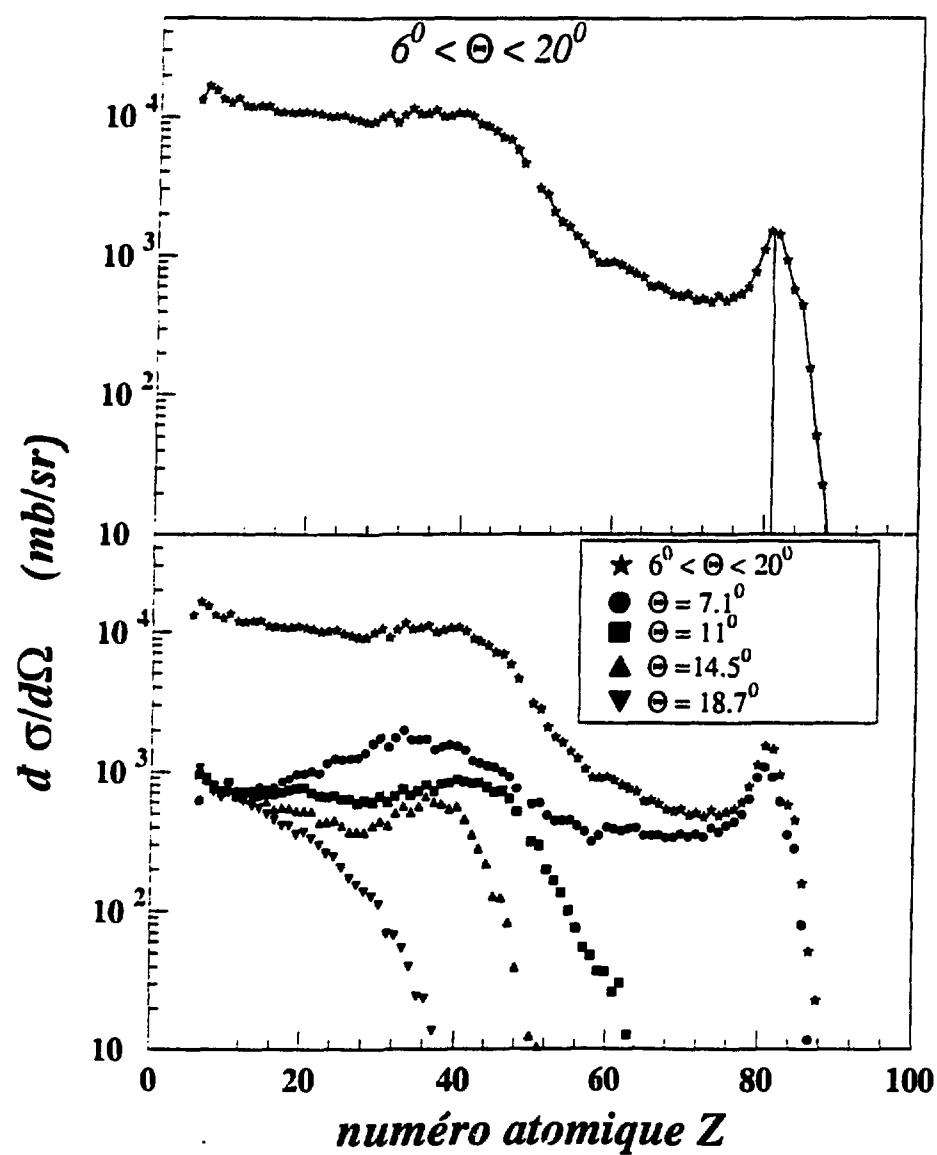
La distribution de Z dans l'hodoscope est donnée dans la figure 33 ; les étoiles donnent la distribution intégrée sur tout le domaine angulaire de l'hodoscope ($6^\circ < \Theta < 20^\circ$), les autres symboles donnent les distributions obtenues pour quatre angles différents (7° , 11° , 14.5° et 18.7°). Ces distributions ont été séparées en trois zones distinctes :

1°) $60 < Z < 89$: les résidus lourds

Dans ce domaine, notre résolution expérimentale est limitée à environ trois Z . On peut observer un pic autour du Z du plomb ($75 < Z < 89$) ; l'angle minimal de l'hodoscope correspond pratiquement à l'angle d'effleurement ($6^\circ 2$) ; nous pouvons donc observer des noyaux de plomb qui diffusent élastiquement. Nous voyons par ailleurs que la plus grosse part de la section efficace de ces éléments voisins du projectile se situe au plus petit angle (la première cellule se situe à un angle moyen de 7°) ; nous pouvons tout de même remarquer que la distribution en Z de ce pic a une largeur bien supérieure à la résolution expérimentale, et nous n'avons donc certainement pas affaire uniquement à des fragments de diffusion élastique.

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \text{ } 29 \text{ MeV/u}$

distributions de Z



▲ FIG 33 : distribution de Z intégrée sur les angles $6^\circ < \Theta < 20^\circ$ (en haut) et distributions de Z à différents angles (en bas)

Comme sur la figure 31, nous pouvons remarquer qu'il apparaît des Z supérieurs à ceux du plomb. Pour un système plus léger, mais également symétrique (Mo+Mo), Charity et al [☞ Ch 91] ont montré que même pour ces collisions périphériques, il existe de grandes fluctuations autour du Z du projectile pour les résidus lourds. La largeur de la distribution pourrait donc être due à ces grandes fluctuations.

Nous observons également une section efficace non négligeable de fragments ayant un Z compris entre 60 et 75 et qui ont donc un Z très différent du projectile. A 7°1, ils ont pratiquement tous la même section efficace, quelque soit leur numéro atomique. Plusieurs mécanismes peuvent donner naissance à de tels résidus, nous les expliciterons et les discuterons dans le chapitre III.

2° le domaine $30 < Z < 60$

Pour les angles les plus petits ($\Theta = 7.3^\circ, 11^\circ$ et 14.5°), les distributions de Z présentent un pic aux alentours du $Z = 40$. Pour de tels Z, nous pouvons penser à une fission du projectile (car $40 = 80/2$!!). Au delà, les sections efficaces associées à ces Z sont très faibles. Rappelons également que les seuils en énergie deviennent importants dans ce domaine de Z.

3° le domaine $5 < Z < 30$

Ces fragments sont communément dénommés "Fragments de Masse Intermédiaire" (FMI). Nous avons vu dans le chapitre I (⁸ 2) que la multiplicité de neutrons inclusive permettait de prévoir leur présence. Nous pouvons voir ici qu'ils contribuent de façon très forte à la section efficace, et ceci quelque soit l'angle de détection. Lorsqu'on regarde la distribution globale, on s'aperçoit d'ailleurs que l'essentiel de la section efficace de production se retrouve sous la forme de ces fragments. Pour les Z compris entre 5 et 20, les sections efficaces semblent avoir la même valeur d'un angle à l'autre. Mais il faut rappeler que pour ces Z, la dynamique de la détection joue un rôle d'autant plus important que nous perdons des événements non seulement en raison du seuil inférieur en énergie, mais également en raison du seuil supérieur, les éléments de numéro atomique $Z \leq 20$ n'étant pas totalement arrêtés dans les deux premiers membres de l'hodoscope. Les distributions de Z sont donc difficilement exploitables pour $Z < 20$. L'origine des FMI est un sujet important dans le domaine des énergies intermédiaires et reste toujours une source importante d'interrogations [☞ So 92]. Comme pour les résidus lourds, nous discuterons de leur origine dans le chapitre III.

b) distributions de Z sélectionnées par la multiplicité de neutrons.

La figure 34 présente à nouveau les distributions de Z, mais sélectionnées par huit fenêtres en neutrons. Certaines distributions sont affectées d'un facteur multiplicatif pour la clarté de l'image. Pour la fenêtre [0, 4], il n'apparaît qu'un pic de fragment de $Z > 60$ correspondant à la diffusion élastique et à des résidus de désexcitation d'un quasi-projectile. Pour la fenêtre [5,14], la distribution de fragments lourds est plus large et une bosse apparaît dans la région des fragments de fission du quasi-projectile ; une composante de FMI est présente, avec une faible section efficace. Si l'on regarde maintenant les deux fenêtres suivantes, on voit que le pic des fragments autour de l'élastique disparaît et que, par contre, apparaissent deux composantes : une correspondant à des Z entre 50 et 70, de sections efficaces différentielles relativement faibles, et une forte composante pour les fragments de masse intermédiaire. Cette dernière composante est la seule qui subsiste pour les multiplicités les plus hautes. La multiplicité de neutrons est un bon paramètre pour sélectionner les événements depuis les collisions périphériques pour les faibles multiplicités jusqu'aux collisions centrales pour les hautes multiplicités.

II 2. Les distributions angulaires

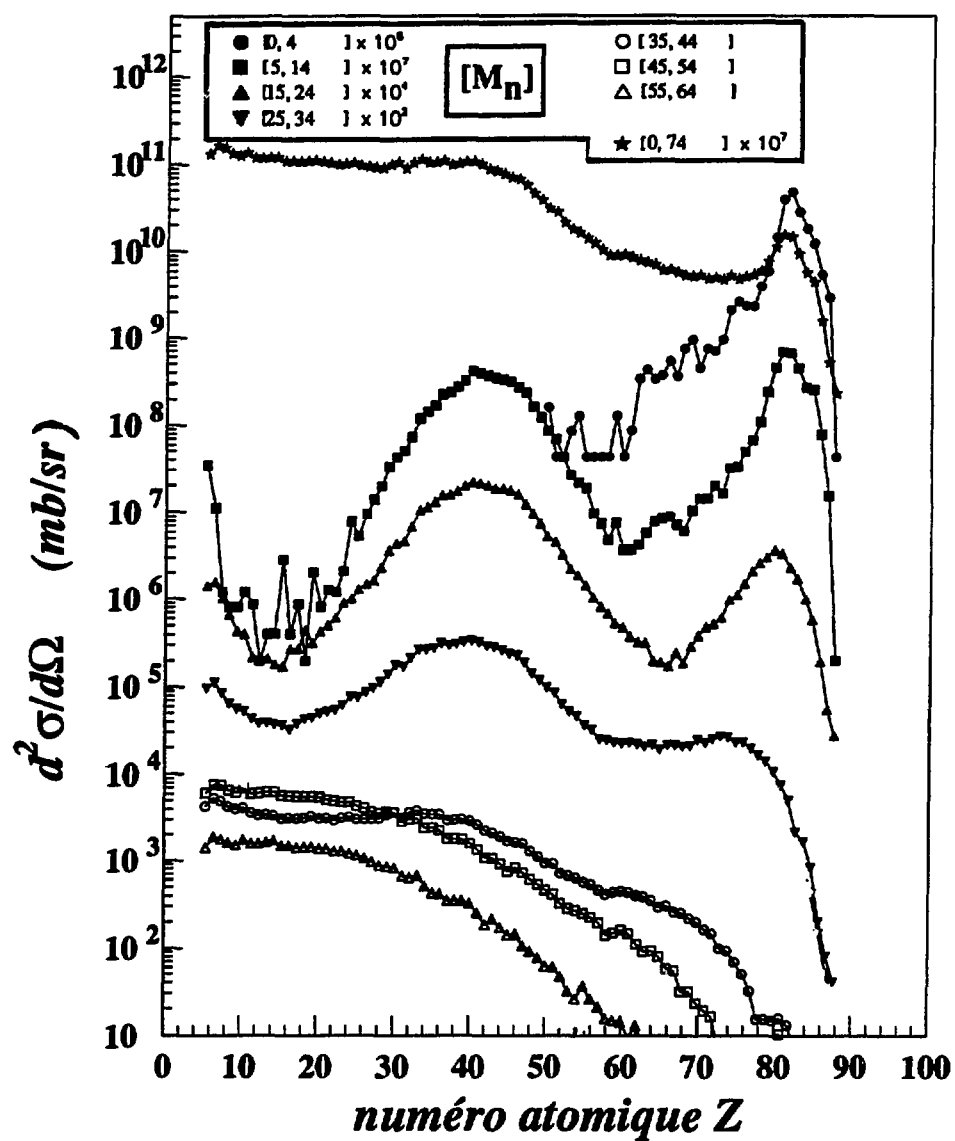
Suivant le mécanisme qui le produit, un fragment peut atteindre un certain domaine angulaire dans le laboratoire. Nous savons par exemple que la diffusion élastique d'un projectile lourd est un phénomène pour lequel on a une forte focalisation des fragments vers l'avant. Au contraire, l'évaporation de particules légères à partir d'une source très lente est quasi isotrope dans tout l'espace. Par conséquent, l'observation des distributions angulaires est intéressante. Par contre, il faut prendre garde aux effets de jacobien (c'est-à-dire de changement de référentiel) qui modifient les distributions d'un repère à l'autre.

a) distribution angulaires pour différents Z

La figure 35 donne ces distributions pour une série de Z "caractéristiques" ($Z = 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80$ et 82). Nous pouvons à nouveau distinguer ici trois comportements distincts. Pour les Z les plus élevés, nous avons une section efficace très forte à l'angle d'observation le plus petit, mais nous ne voyons pas le maximum de la distribution. Pour les fragments de Z voisin de 40, ce qui correspond à la région des fragments de fission du quasi-projectile, les distributions angulaires sont fortement piquées aux petits angles, présentent ensuite un plateau, puis chutent brutalement. Pour les fragments de masse intermédiaire, la distribution angulaire est isotrope dans le laboratoire sur le domaine angulaire couvert.

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ 29 MeV/u

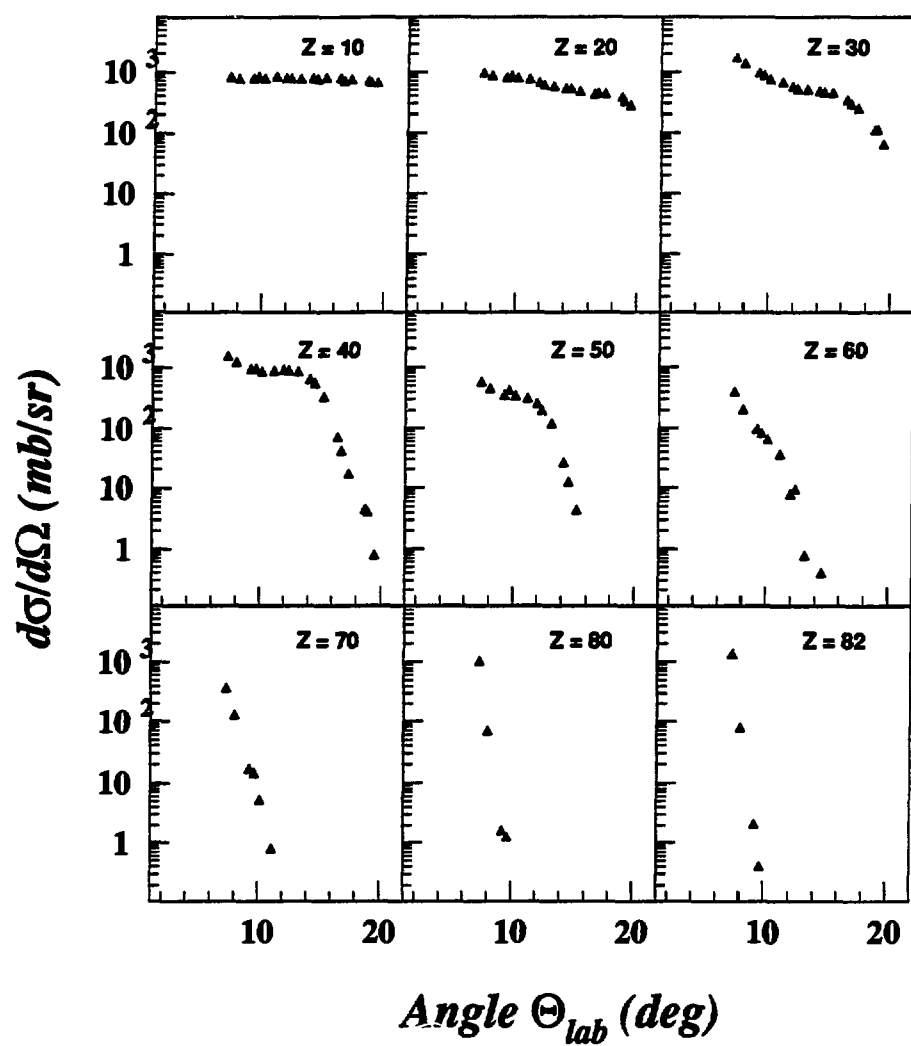
distributions de Z



▲ FIG 34 : distributions de Z sélectionnées par la multiplicité de neutrons

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \text{ } 29 \text{ MeV/u}$

distributions angulaires



▲ FIG 35 : distributions angulaires ($d\sigma/d\Omega$) pour différents Z .

b) distributions angulaires en fonction de la multiplicité de neutrons

Ces distributions angulaires sont données dans la figure 36 (a à c). Pour les fragments les plus lourds ($Z > 60$), les distributions sont très piquées sur l'angle le plus petit (7.1°), quelque soit la multiplicité de neutrons. Pour les $Z > 60$, la section efficace est concentrée aux angles de détection les plus à l'avant, quelque soit la multiplicité de neutrons.

Pour les fragments de Z compris entre 30 et 50, nous voyons nettement un changement de forme entre les faibles multiplicités de neutrons et les hautes multiplicités : à basse multiplicité, nous voyons un plateau pour les angles intermédiaires compris entre 10° et 15° ; pour les hautes multiplicités, ce plateau disparaît et la distribution est fortement piquée vers les petits angles. Enfin, pour les fragments de masse intermédiaire ($Z < 30$), nous voyons que la section efficace est grande, en particulier pour les multiplicités de neutrons élevées ($35 < M_n < 55$) et que la distribution est de plus en plus isotrope dans le laboratoire si le Z décroît.

II 3. Distributions en énergie

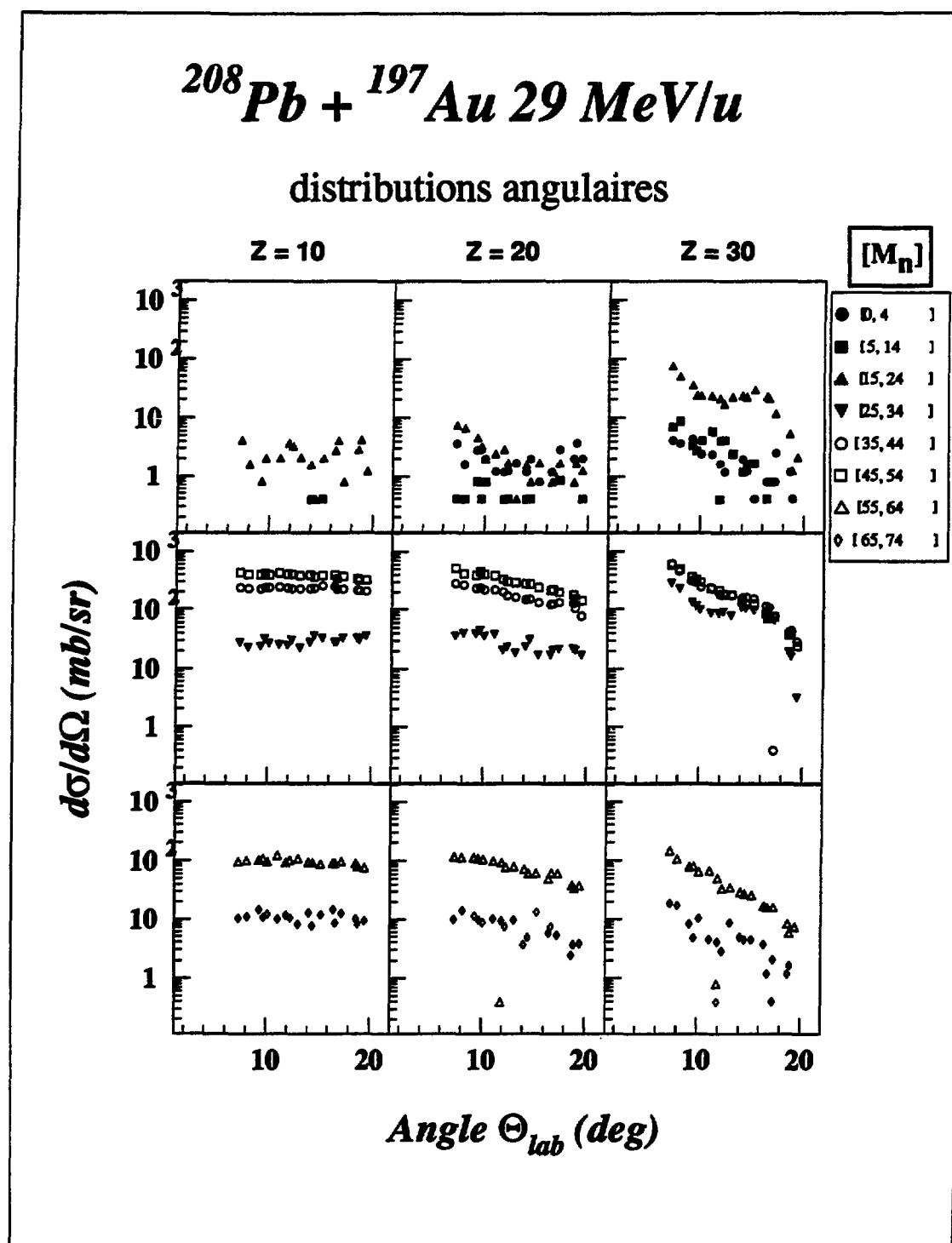
a) spectres en énergies par Z

L'information énergie est évidemment très importante pour pouvoir analyser l'origine de nos fragments. La figure 37 montre les spectres en énergie pour différents Z ; le premier spectre (spectre à gauche) montre la distribution intégrée entre 7.1° et 18.5° ; nous montrons ensuite les spectres pour différents angles compris entre 6° et 20° . La flèche indique l'énergie de l'élément considéré lorsqu'il se déplace à la vitesse du faisceau (29 MeV/u) ; pour ce faire nous avons dû attribuer une masse au Z détecté. Nous avons repris pour cela la paramétrisation du paragraphe I-1. Pour détailler ces spectres, reprenons les trois domaines que nous avons considérés pour les distributions de Z :

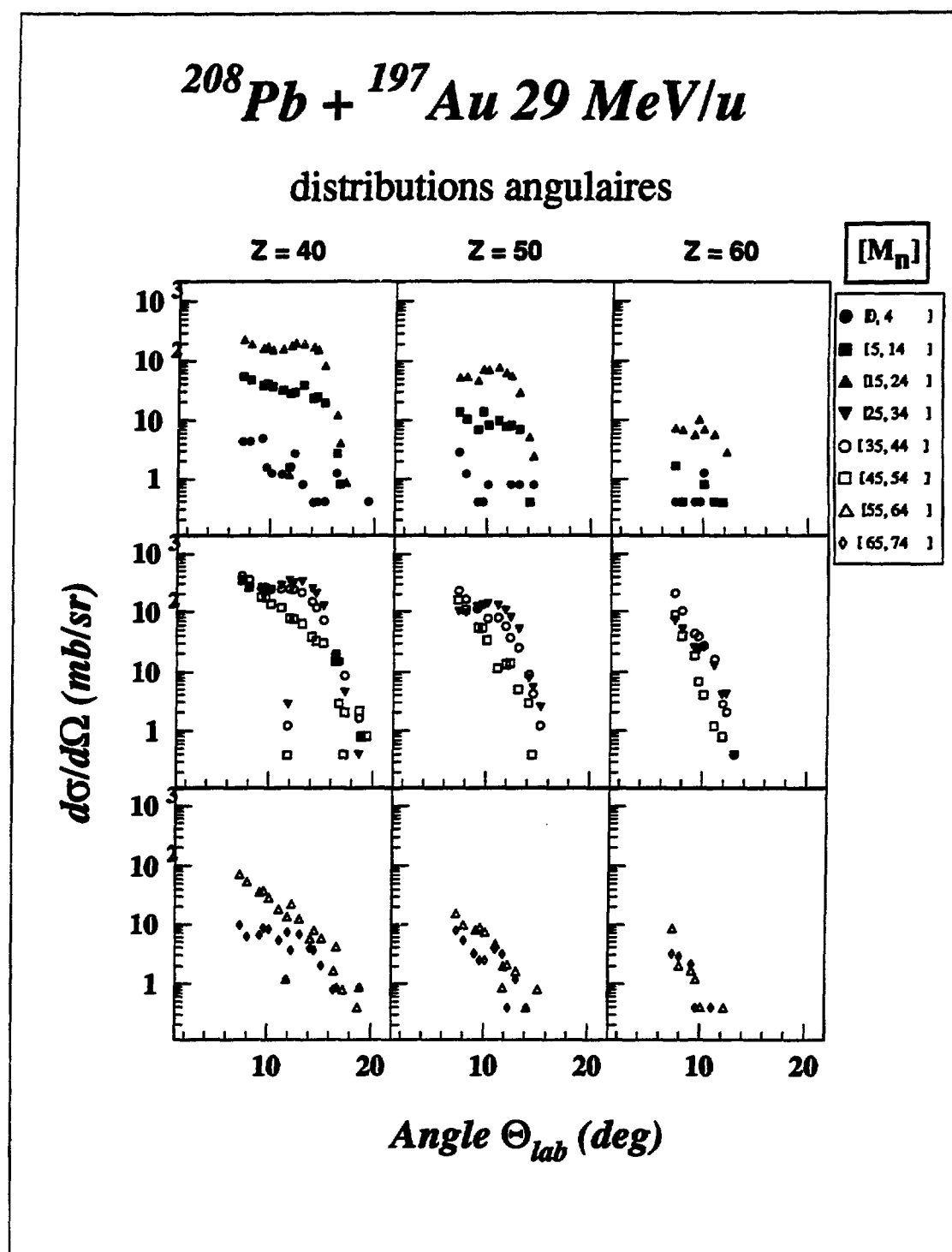
1° Les résidus lourds ($Z > 60$)

Pour ces fragments, et malgré une identification en Z à deux ou trois unités près et un étalonnage en énergie peu précis (cf A-VI-3), nous pouvons tout de même extraire des informations systématiques. Pour les éléments proches du projectile, les erreurs relatives en Z et en énergie sont relativement faibles puisque nous disposons du pic élastique comme référence.

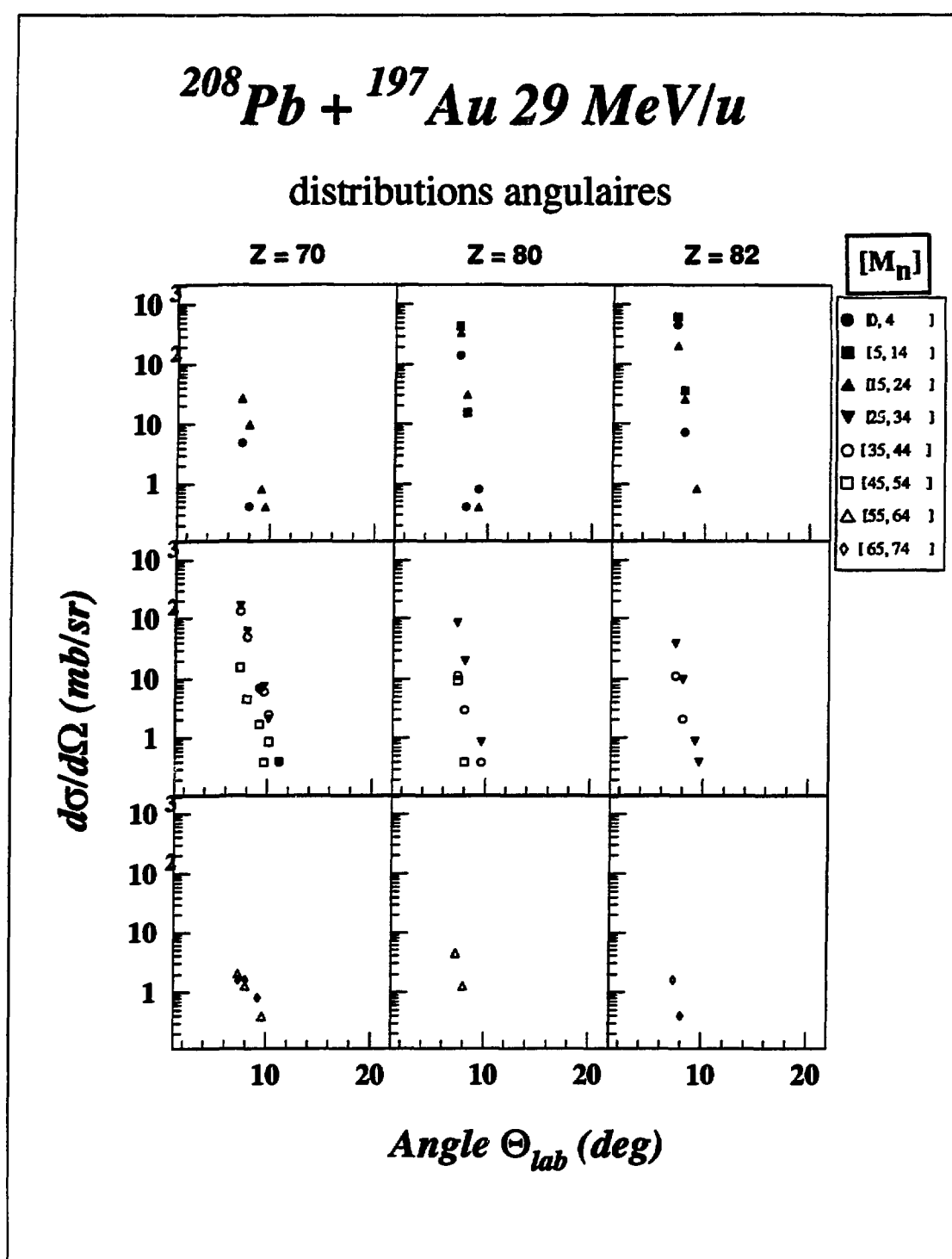
Malgré cela, nous voyons que le spectre en énergie de ce Z est piqué à une énergie correspondant à une vitesse plus petite que celle du projectile et, de plus, que ce spectre est large. Ceci nous permettra d'écarter l'hypothèse d'un mécanisme de fragmentation du projectile pour expliquer l'origine de ces fragments (voir le chapitre III).



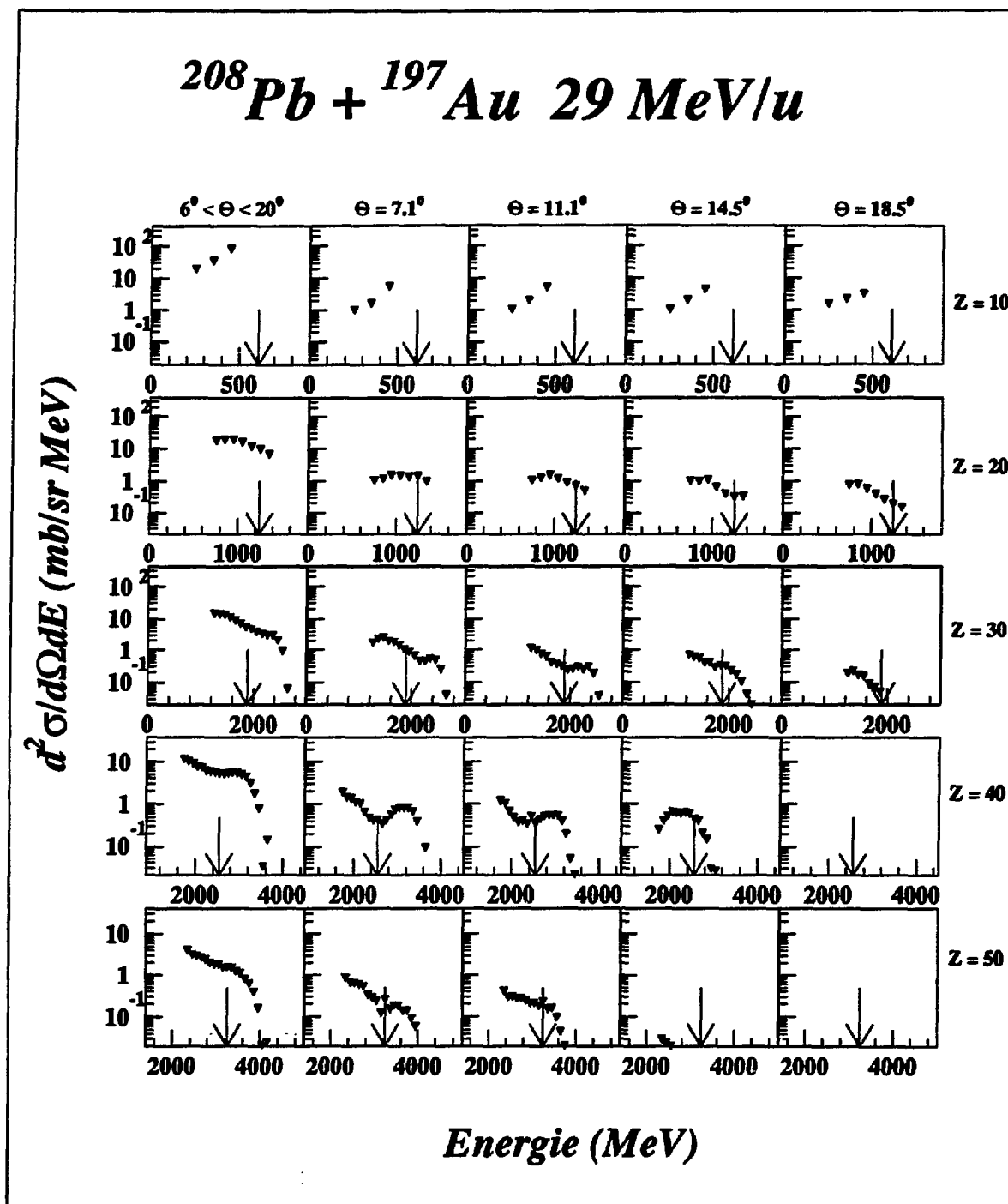
▲ **FIG 36-a** : distributions angulaires ($d\sigma/d\Omega$) sélectionnées par la multiplicité de neutrons pour $Z = 10, 20$ et 30



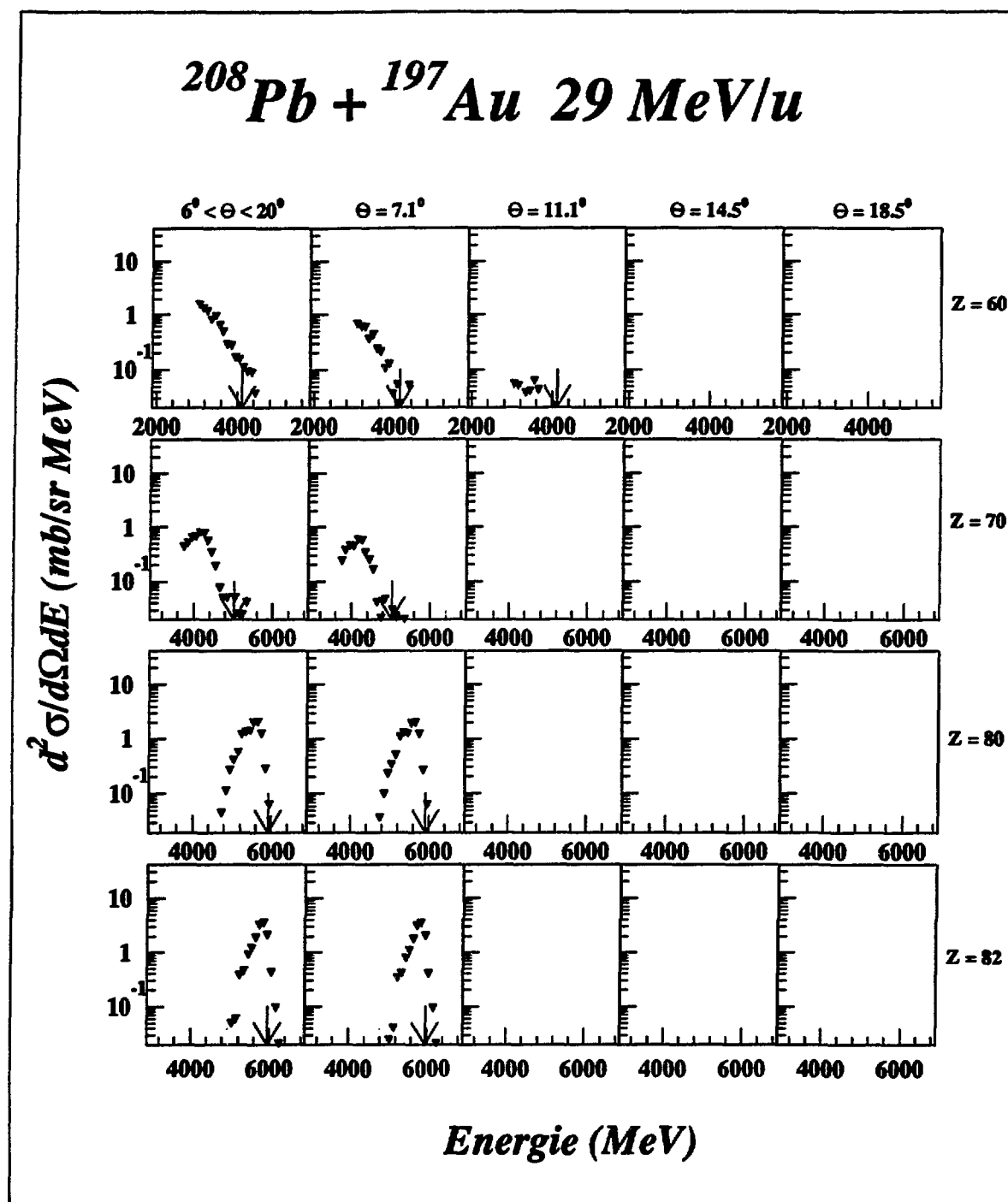
▲ **FIG 36-b** : distributions angulaires ($d\sigma/d\Omega$) sélectionnées par la multiplicité de neutrons pour $Z = 40, 50$ et 60



▲ **FIG 36-c** : distributions angulaires ($d\sigma/d\Omega$) sélectionnées par la multiplicité de neutrons pour $Z = 70, 80$ et 82



▲ FIG 37-a : spectres en énergie intégrés entre 6° et 20° (à gauche) et pour différents angles pour les $Z = 10, 20, 30, 40$ et 50



▲ FIG 37-b : spectres en énergie intégrés entre 6° et 20° (à gauche) et pour différents angles pour les $Z = 60, 70, 80$ et 82

Lorsqu'on s'éloigne du $Z=82$, les spectres sont piqués à des valeurs de plus en plus éloignées de la vitesse du projectile ; comme nous l'avons constaté sur la matrice E-Z du chapitre I, la perte de vitesse correspond à 1 GeV pour les Z voisins de 60. Pour de tels Z, nous ne détectons déjà plus le maximum de la distribution en énergie.

2° les fragments $30 < Z < 60$

L'information importante qui apparaît sur ces spectres est la double composante en énergie de part et d'autre de l'énergie correspondant à la vitesse du projectile. Dans la partie C, nous expliquerons cette allure par des considérations cinématiques sur la fission du quasi-projectile. Si nous regardons l'évolution avec l'angle de détection, nous voyons que les deux composantes apparaissent clairement pour les angles les plus petits ; puis, plus nous allons vers les grands angles, plus les deux composantes se rapprochent l'une de l'autre. Au delà de 12 à 15° , nous n'observons plus qu'un seul pic. Enfin, au delà d'un certain angle, la section efficace est nulle. Cet angle maximal évolue avec le Z. Il faut encore noter que les seuils aux faibles énergies deviennent importants pour ces fragments et que nous perdons même la valeur maximale de la composante à basse énergie.

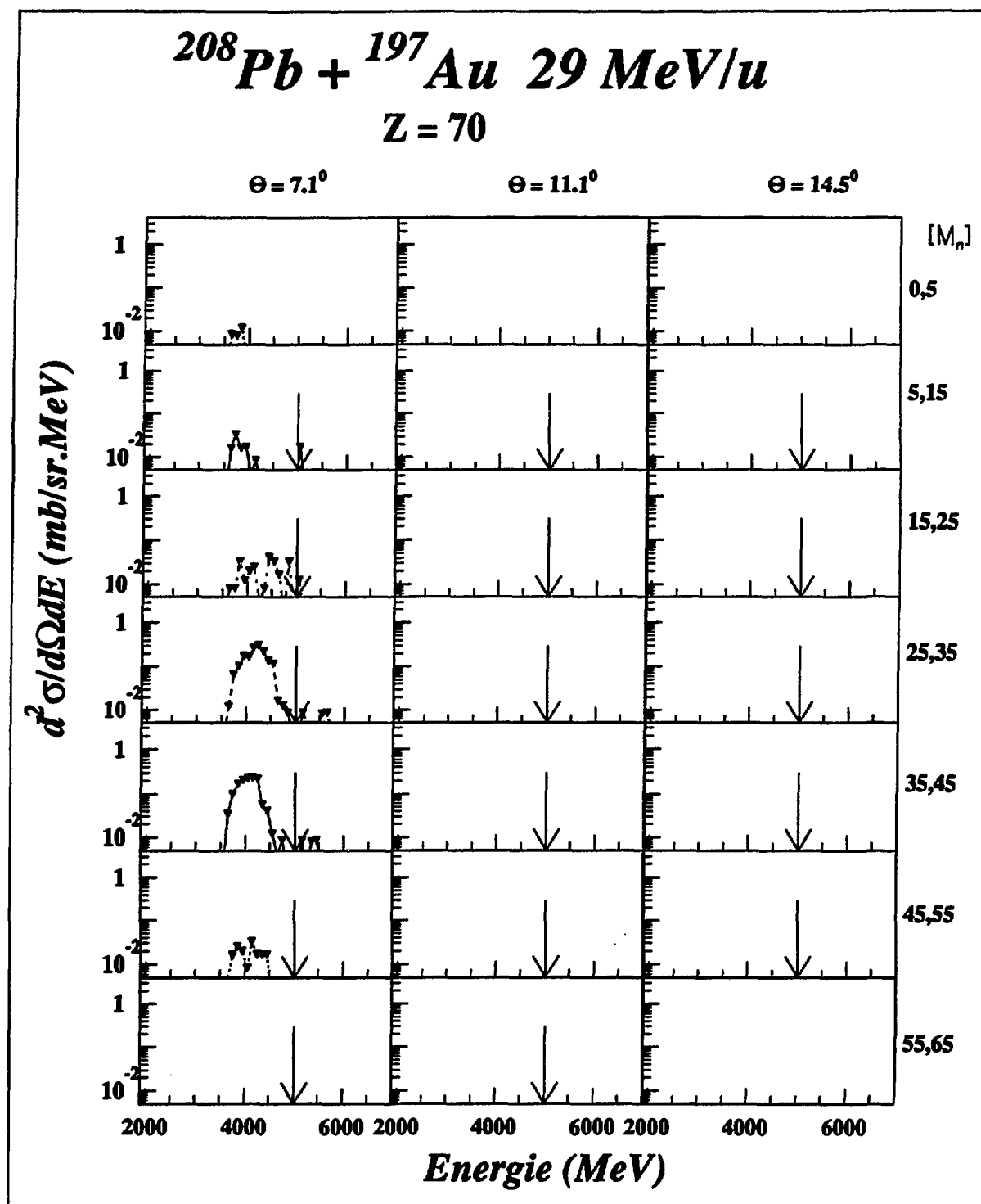
3° les FMI ($Z < 30$)

Pour ces fragments, nous avons des seuils inférieurs en énergie, mais également des seuils supérieurs pour les éléments qui traversent les deux premiers membres, ce qui nous oblige à rejeter les événements les plus rapides. Il semble donc difficile de tirer des informations quantitatives sur les spectres en énergie de ces fragments. Cependant, nous voyons encore une fois que leur section efficace est importante par rapport aux fragments de Z plus élevé.

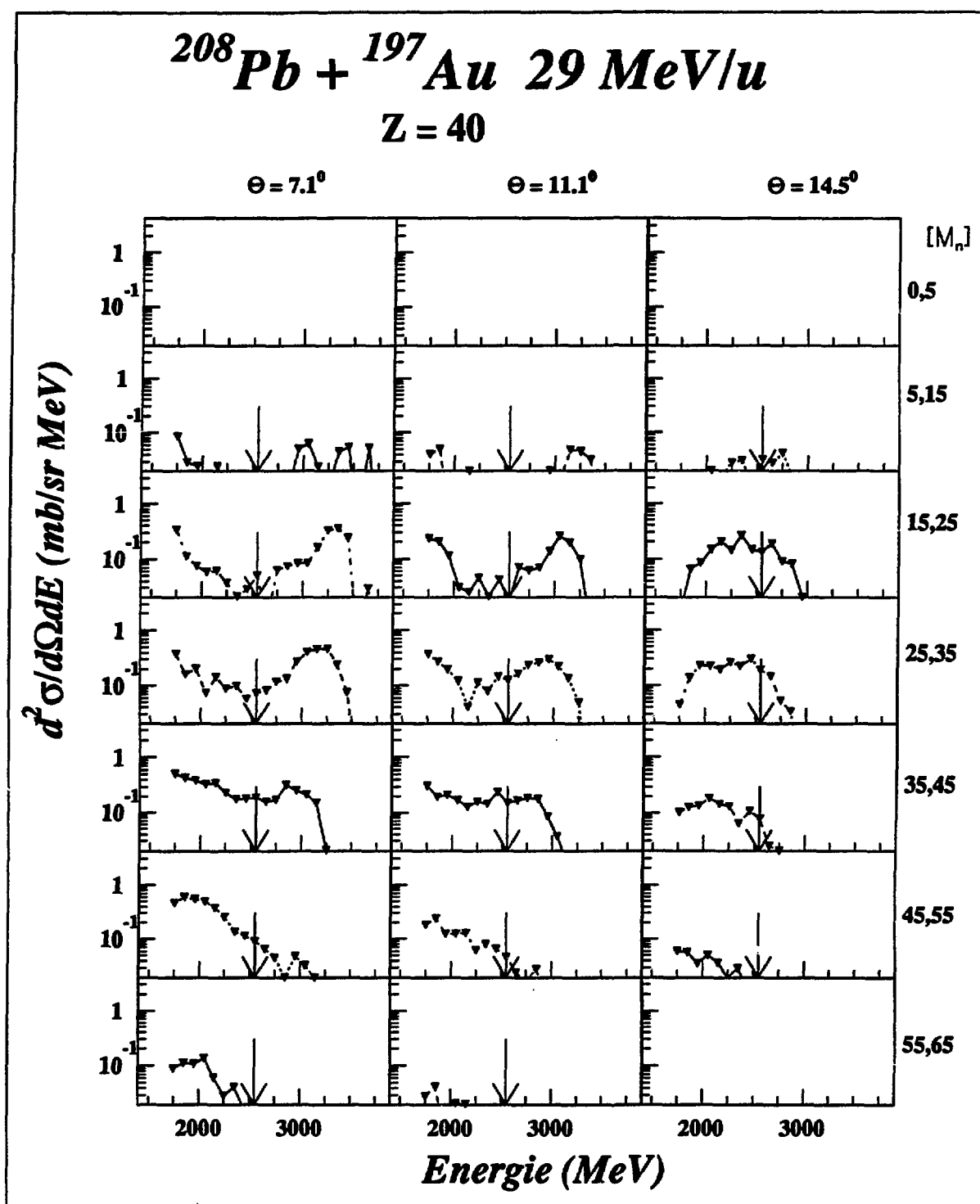
b) spectres en énergie sélectionnés par la multiplicité de neutrons

La figure 38 montre les spectres en énergies pour différents Z et pour six tranches en multiplicité de neutrons.

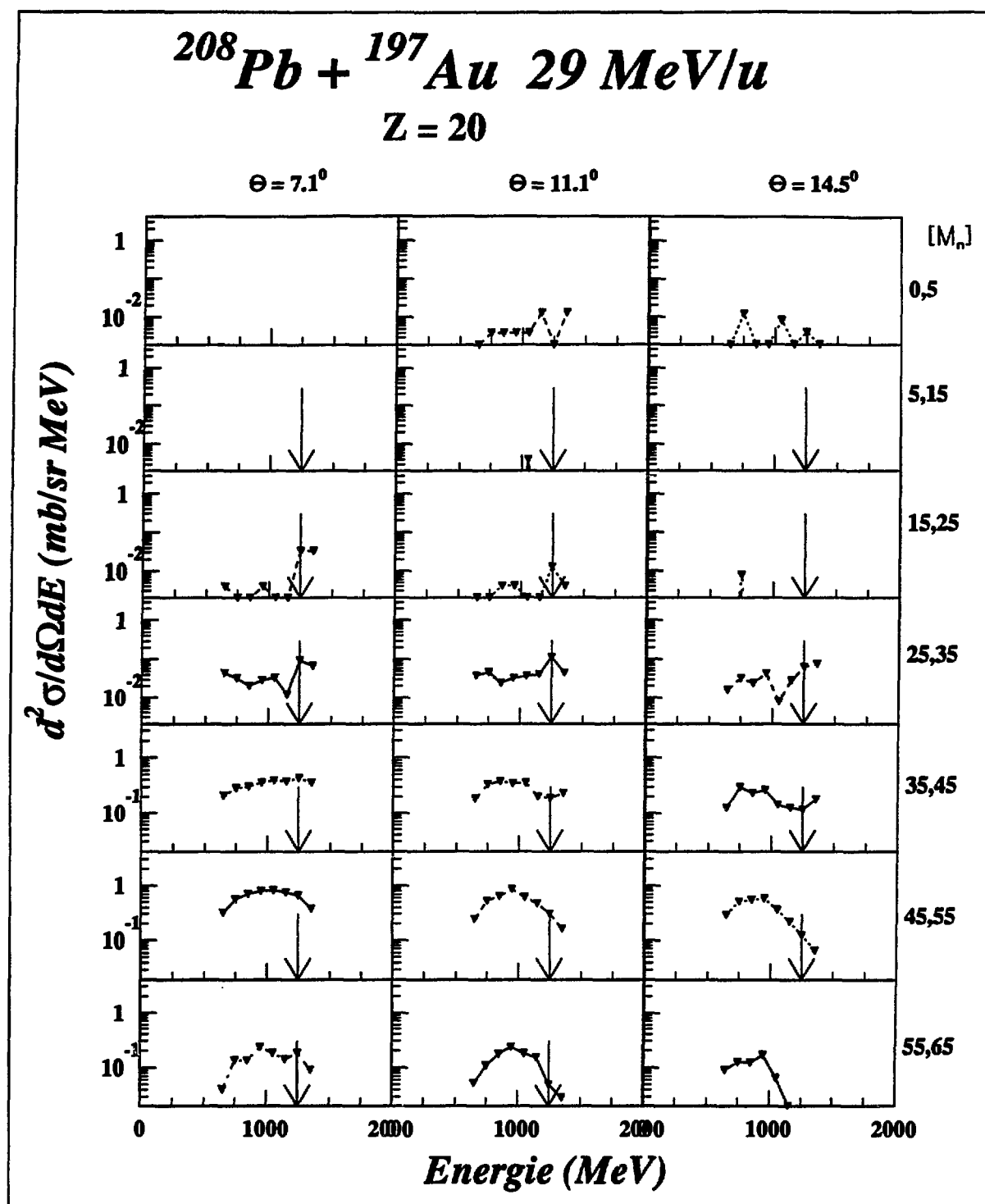
Pour les fragments lourds, nous voyons que les spectres en énergie se décalent progressivement vers les vitesses plus petites au fur et à mesure que l'on augmente la multiplicité.



▲ FIG 38-a : spectres en énergie à 7.1° , 11.1° et 14.5° sélectionnés par la multiplicité de neutrons pour $Z = 70$.



▲ FIG 38-b : spectres en énergie à 7.1° , 11.1° et 14.5° sélectionnés par la multiplicité de neutrons pour $Z = 40$.



▲ FIG 38-c : spectres en énergie à 7.1° , 11.1° et 14.5° sélectionnés par la multiplicité de neutrons pour $Z = 20$.

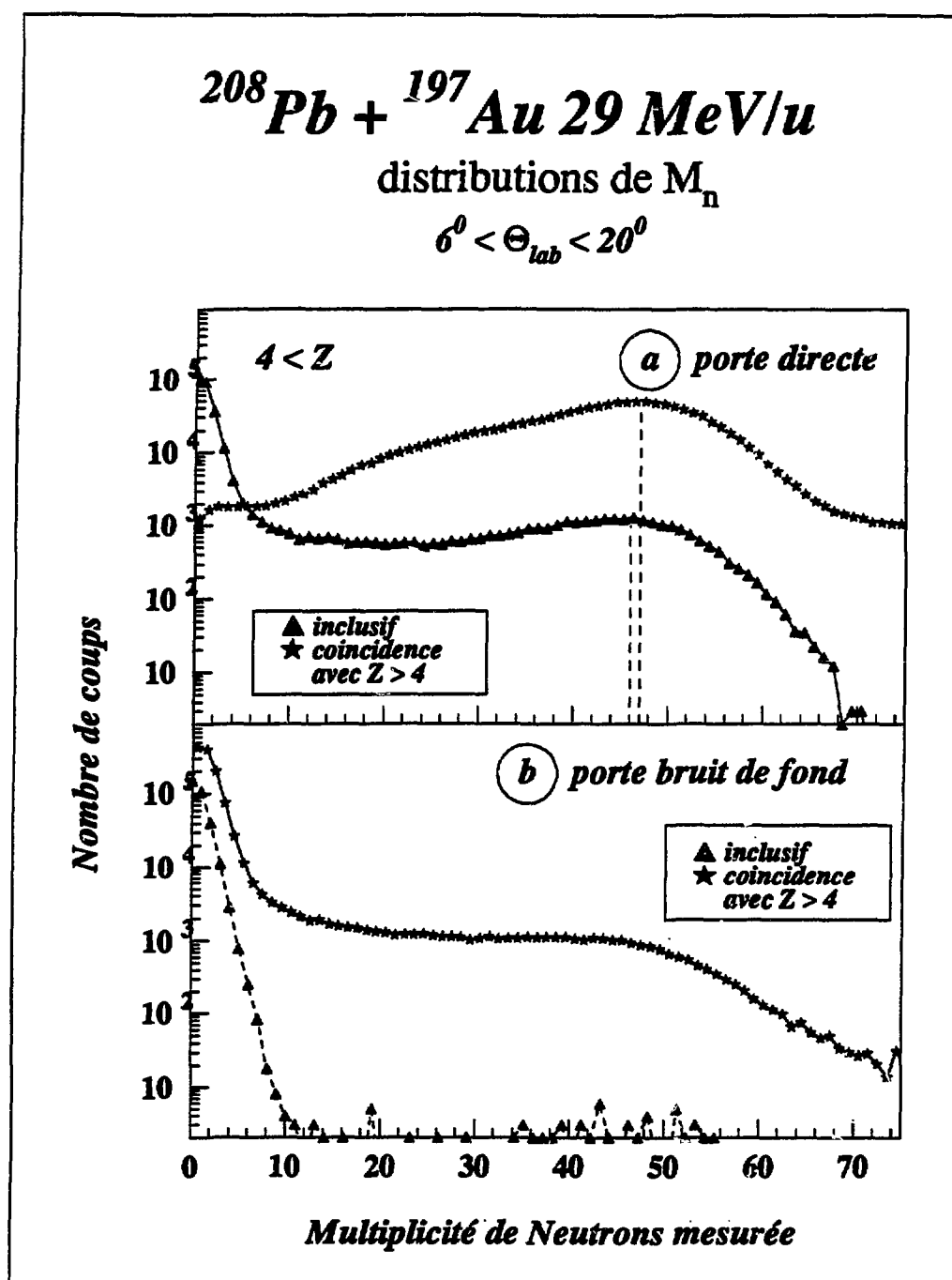
Pour les fragments de Z compris entre 30 et 60, l'influence de la multiplicité est différente ; nous voyons que l'effet principal est de remplir la partie intermédiaire du spectre : alors que les sections efficaces différentielles sont quasi nulles pour cette partie dans les deux premières tranches, nous avons ensuite un remplissage qui empêche la distinction des deux pics pour les multiplicités supérieures à 40. Nous pouvons également observer la forte augmentation de la section efficace en fonction de la multiplicité, ainsi qu'une composante à basse énergie très importante pour les hautes multiplicités.

Pour les fragments de masse intermédiaire, nous retrouvons les problèmes de seuil ; les deux informations importantes sont que ces fragments n'apparaissent que pour des multiplicités assez grandes et que, d'autre part, ils ont une section efficace importante.

II 4. Les distributions de neutrons

Nous avons surtout considéré la multiplicité de neutrons comme moyen de sélection ; toutefois, dans le paragraphe 2 du chapitre I, nous avons montré que la distribution de neutrons est une observable intéressante en elle même. Nous allons regarder ici les distributions de neutrons mesurées en coïncidences avec un fragment.

La figure 39-a montre la distribution de neutrons sélectionnée par l'identification d'un élément de $Z > 4$ dans l'hodoscope (obtenue en faisceau continu) ainsi que la distribution sans sélection (distribution inclusive obtenue avec un faisceau haché). Les distributions présentées sont des distributions mesurées, sans aucune correction appliquée. La ligne pointillée indique la valeur la plus probable. Nous voyons que la forme a changé par rapport à la distribution inclusive : nous perdons une très grande partie de la composante aux faibles multiplicités. Cette composante a plusieurs origines : d'une part, de par son mode de déclenchement, la distribution inclusive (non corrigée) peut déclencher sur du bruit de fond alors que la détection d'un fragment supprime ces déclenchements fortuits. D'autre part, l'angle le plus petit de l'hodoscope est quasiment égal à l'angle d'effleurement, et nous perdons donc une part importante des collisions les plus périphériques qui donnent les multiplicités les plus faibles. Pour ce qui est de la bosse des collisions centrales, elle n'a pratiquement pas changé. On peut noter une légère augmentation de la valeur moyenne : cette augmentation peut s'expliquer également par l'utilisation du faisceau continu : durant les portes de comptage, le taux d'empilement était plus élevé lorsque nous avons mesuré les neutrons en coïncidence avec les produits chargés. Le poids relatif des empilements est visible dans la traîne de la distribution pour les multiplicités supérieures à 70 neutrons.



▲ FIG 39 : distribution de multiplicité de neutrons mesurée dans la porte directe (a) et dans la porte de bruit de fond (b) : distribution inclusive (triangle) et distribution en coïncidence avec un fragment de $Z > 4$ dans l'hodoscope (étoiles)

Pour corriger statistiquement de ces empilements, nous avons montré dans la partie A (chapitre VI-4) que nous disposions d'une mesure grâce à la porte de bruit de fond. Par contre, cette correction ne peut être réalisée événement par événement. La figure 39-b montre les distributions mesurées dans la porte de bruit de fond. Nous voyons également que la distribution correspondant au faisceau continu présente beaucoup plus d'empilements (hautes multiplicités). Toutefois, il faut noter que ces distributions sont présentées avec une échelle logarithmique ; le poids de ces empilements est faible. Nous avons vérifié que cela est vrai tout au long de l'expérience (cf A-II-4). Les distributions de bruit de fond mesurées en coïncidence avec un produit chargé ont une valeur moyenne de 1.8 neutron.

Regardons maintenant les multiplicités de neutrons mesurées pour différents Z (fig 40). Nous voyons immédiatement une forte évolution de la forme de ces distributions lorsque nous passons d'un Z à l'autre.

Pour les fragments lourds, M_n se présente d'abord ($Z = 82$) comme un pic assez large aux faibles multiplicités : pour des réactions très périphériques, nous nous attendons à observer des petites multiplicités de neutrons correspondant à des mécanismes peu dissipatifs. Nous voyons tout de même que les réactions qui donnent naissance à un fragment de $Z = 80$ peuvent amener une dissipation notable puisque la distribution s'étend jusqu'à des multiplicités de 35 à 40 neutrons (valeurs non corrigées). Pour les fragments $Z = 70$ ou $Z = 60$, nous voyons que la contribution des faibles multiplicités a quasiment disparu, et les collisions qui mènent à de tels fragments sont fortement dissipatives : en effet, les distributions que nous observons sont centrées autour de valeurs assez grandes, de l'ordre de 30 à 40 neutrons, valeurs non corrigées de l'efficacité.

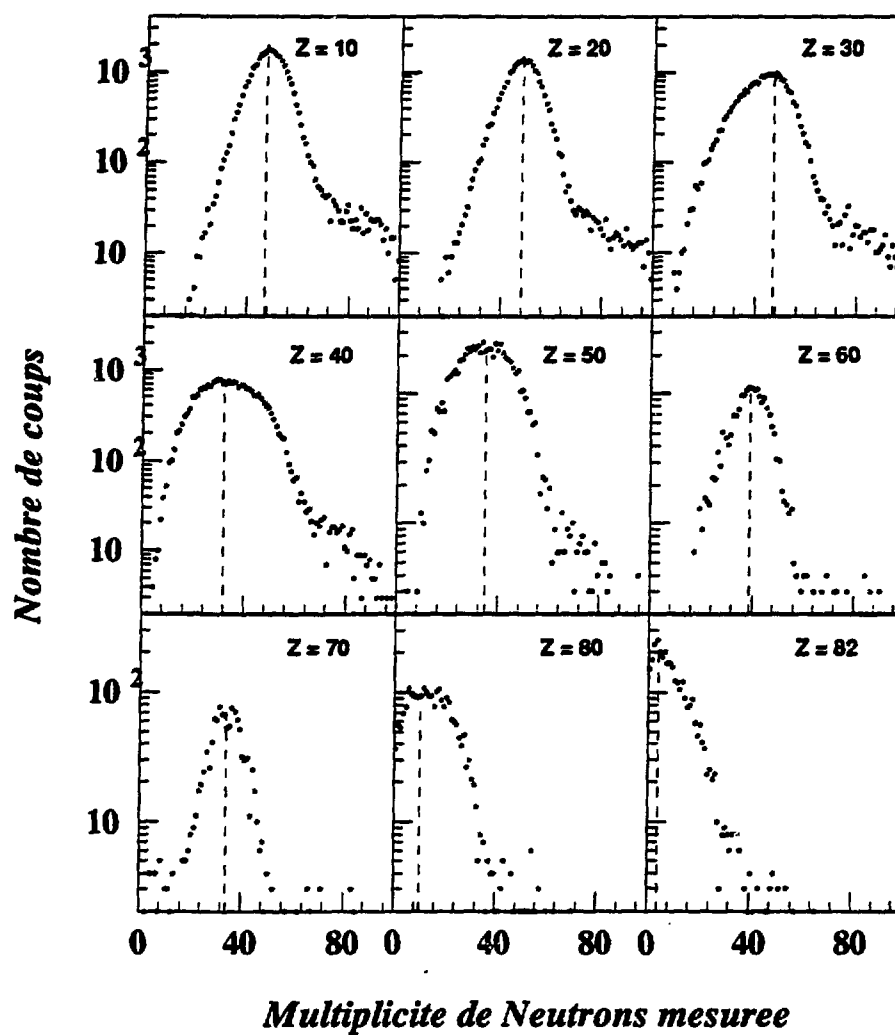
A l'autre extrémité de la distribution de Z, les distributions associées aux fragments légers ($Z = 10$, $Z = 20$) sont centrées sur une valeur élevée de la multiplicité. La valeur la plus probable de ces distributions exclusives correspond à celle de la distribution inclusive. Ces fragments de masse intermédiaire ont donc pour origine principale des collisions correspondant à une forte émission de neutrons, donc fortement dissipatives.

Enfin, si nous regardons les Z compris entre 30 et 50, nous observons des distributions de neutrons très larges avec des valeurs moyennes comparables à celles obtenues pour des Z voisins de 70.

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \ 29 \text{ MeV/u}$

distributions de M_n

$$6^\circ < \Theta_{lab} < 20^\circ$$



▲ FIG 40 : distributions de multiplicité de neutrons mesurées en coïncidence avec un fragment détecté dans l'hodoscope de $Z = 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80$ ou 82

L'évolution des valeurs moyennes et des écarts types de ces distributions sont données dans la figure 41 en fonction de l'élément détecté. Nous voyons que la multiplicité moyenne évolue très vite entre $Z = 82$ et $Z = 60$; autour de $Z = 40$, nous avons une chute sensible de la moyenne, associée à une largeur assez grande. Ceci nous fait à nouveau penser à une production de ces fragments par un mécanisme de fission du quasi-projectile. Pour les éléments les plus légers, la multiplicité sature autour de la valeur 48.

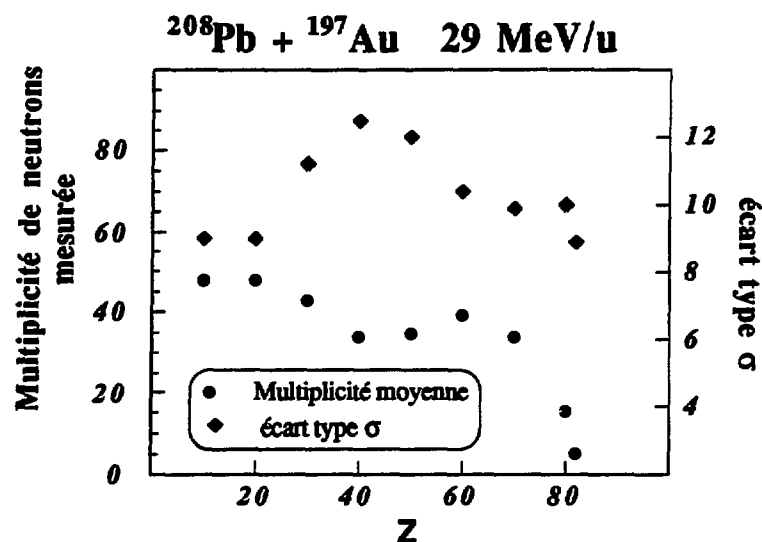


fig 41 : multiplicités moyennes et écarts-type des distributions de neutrons pour différents Z détectés.

II-5 les coïncidences internes à l'hodoscope

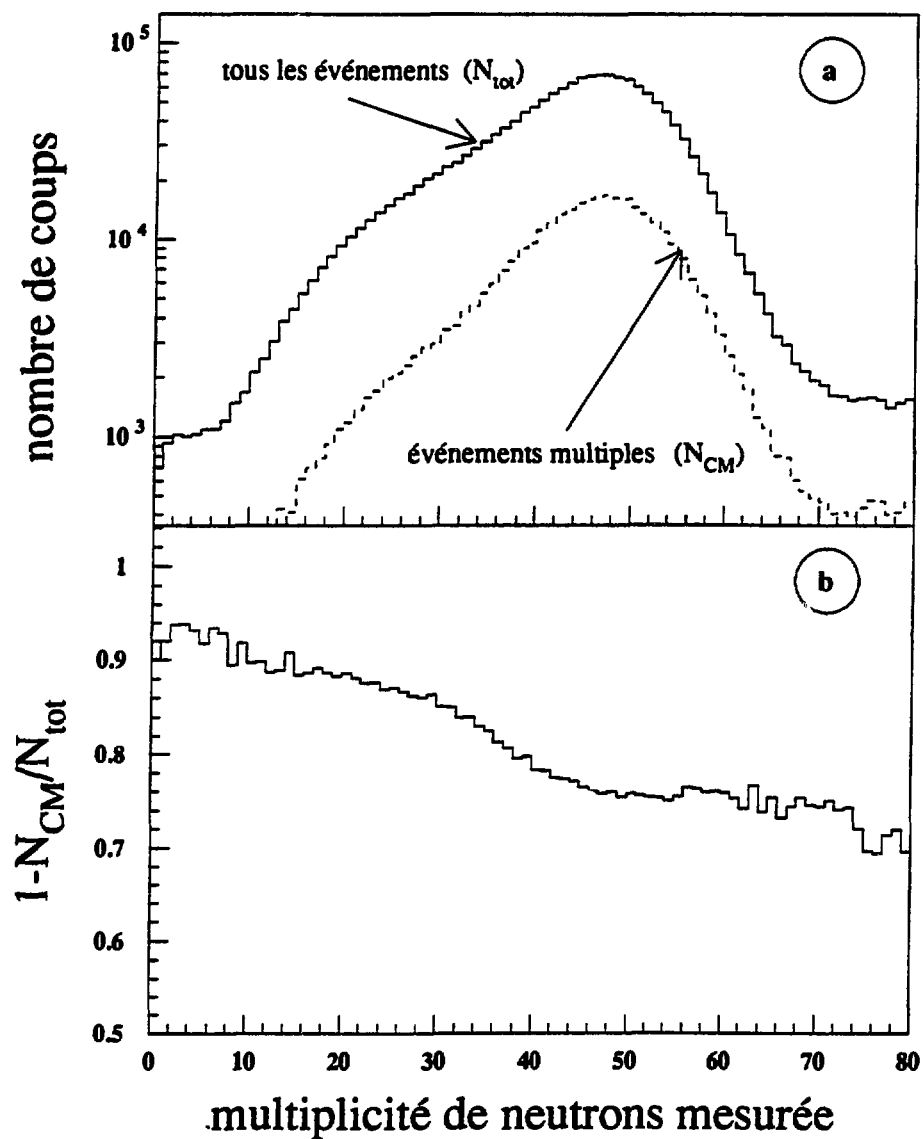
Nous avons expliqué dans le chapitre I de la partie A que nous sommes obligés de rejeter les événements multiples sur l'hodoscope. Dans ce paragraphe, nous allons déterminer dans quelle mesure un tel rejet biaise les différents résultats que nous avons présentés.

Le rejet de ces événements peut avoir deux influences distinctes : il affecte bien sûr les sections efficaces, mais il peut également avoir une influence sur la forme des distributions.

Sur la figure 42-a, nous avons reporté la distribution de neutrons pour l'ensemble des événements (événements simples + événements multiples) ainsi que pour les événements multiples uniquement.

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \ 29 \text{ MeV/u}$

problème des comptages multiples



▲ **FIG 42** : distribution de multiplicité de neutrons mesurée en coïncidence avec un fragment dans l'hodoscope (a) pour les événements multiples ou les événements simples. Le spectre (b) montre l'évolution du rapport de ces deux distributions.

Sur la figure 42-b, nous avons porté la valeur du paramètre $1-N_{cm}/N_{tot}$ en fonction de la multiplicité ; N_{cm} est le nombre d'événements multiples pour une multiplicité de neutrons donnée et N_{tot} est le nombre total d'événements pour cette même multiplicité. Nous voyons que pour des multiplicités de neutrons mesurées inférieures à 30, plus de 85% des événements sont des événements simples. Dans le domaine des multiplicités supérieures à 30 neutrons, nous avons donc un taux d'événements multiples plus important.

Cette figure montre que nous avons une augmentation du nombre de coïncidences internes de l'hodoscope avec la multiplicité de neutrons, augmentation liée à l'accroissement de la multiplicité des fragments. Les faibles multiplicités correspondent à des réactions primaires binaires pour lequel nous n'observons qu'un seul résidu dans l'hodoscope alors que les réactions violentes à hautes multiplicités de neutrons correspondant à une émission multiple de fragments.

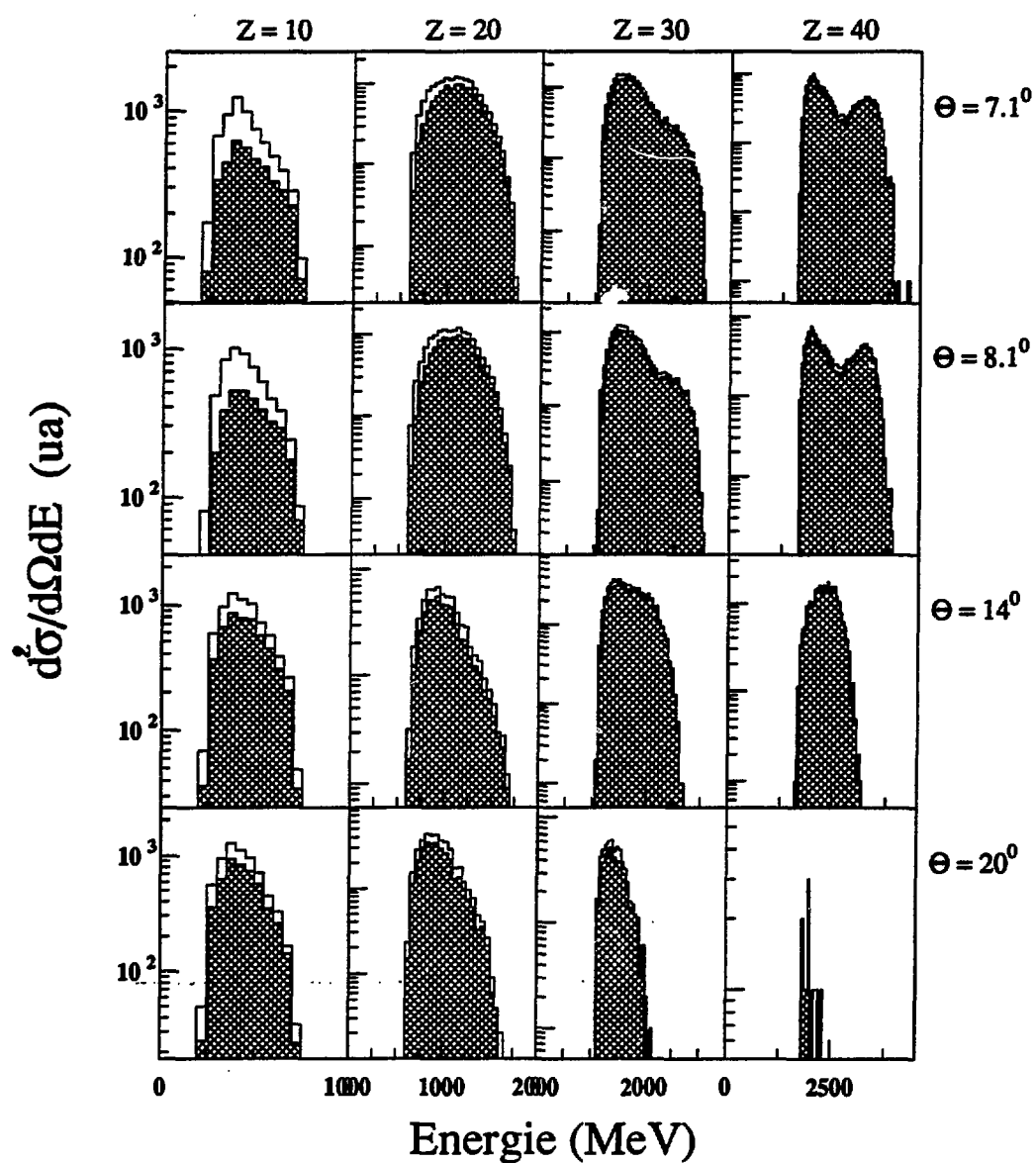
Pour estimer l'effet de ces rejets sur les formes des distributions, nous avons procédé de la façon suivante : prenons l'exemple retenu dans le paragraphe A-II : si deux produits sont détectés simultanément, nous avons deux solutions possibles pour leur identification. Pour chacune des solutions (identification, étalonnage en énergie), nous effectuons le même traitement que pour les événements en simple. Nous retenons toutes les combinaisons qui mènent à un identifiable. Nous obtenons de cette façon un nombre d'événements traités plus grand que le nombre d'événements effectivement détectés.

Dans la figure 43, nous avons reporté les distributions en énergie des fragments à différents angles lorsque l'on prend les événements multiples en considération (spectres en blanc) ou non (spectres grisés). Nous voyons que nous avons très peu de différences sur les formes des distributions, sauf aux petits angles pour les fragments $Z < 20$.

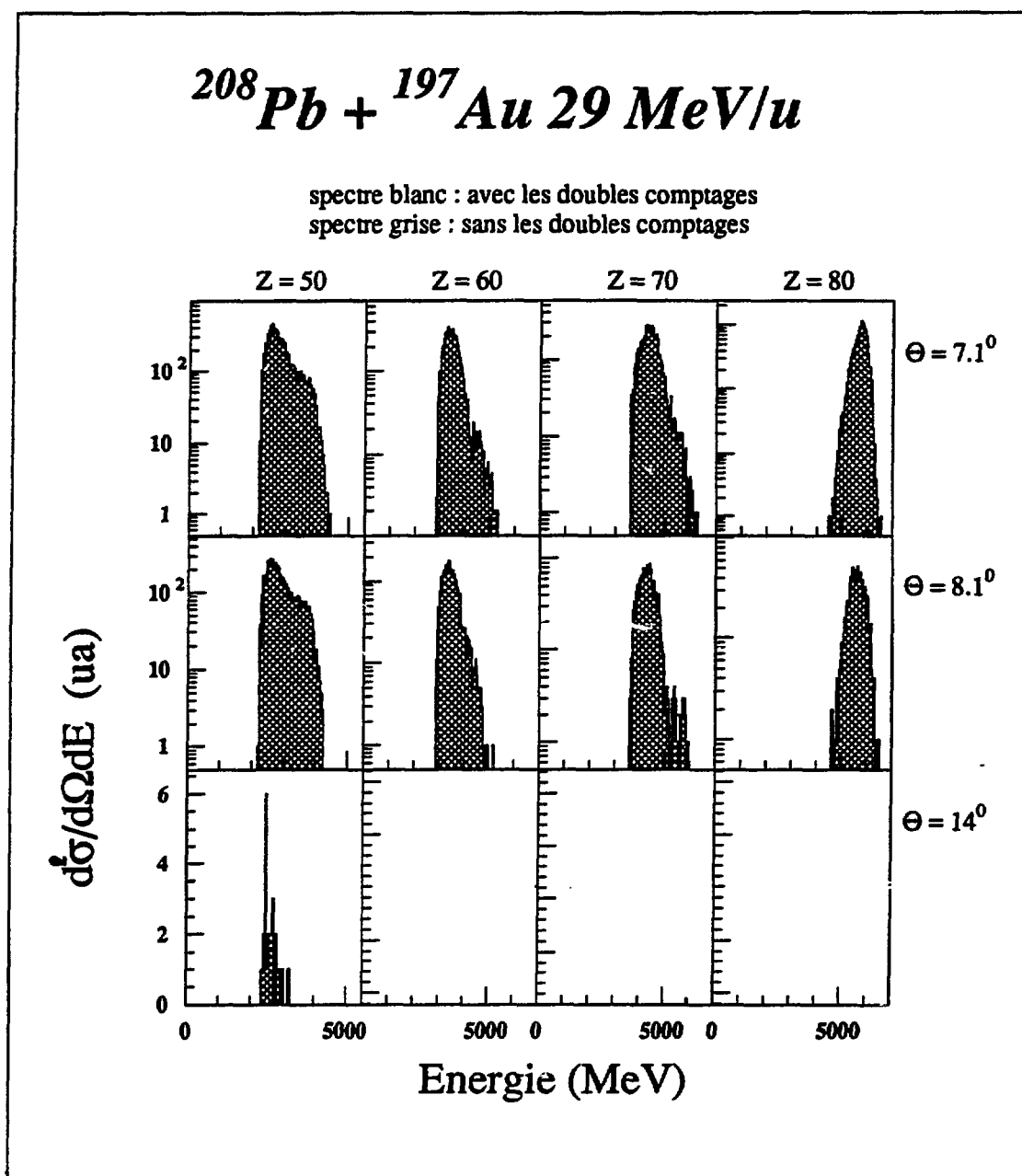
D'une façon générale, l'influence des coïncidences internes à l'hodoscope n'intervient qu'au niveau des sections efficaces, et très peu sur les formes des distributions, en particulier pour les événements que nous allons regarder en détail ($Z > 30$). Le taux d'événements multiples dépend de la multiplicité de neutrons et devient important pour les collisions violentes pour lesquelles nous observons une section efficace importante de fragments de masse intermédiaire avec une multiplicité importante. Nous voyons encore une fois que les deux premiers membres de l'hodoscope ne sont pas très bien adaptés pour l'observation des IMF.

$$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \ 29 \text{ MeV/u}$$

spectre blanc : avec les doubles comptages
spectre grise : sans les doubles comptages



▲ FIG 43-a : spectres en énergie à différents angles pour les $Z = 10, 20, 30$ et 40 . Les spectres blancs correspondent aux événements multiples sur l'hodoscope; les événements en simple donnent les spectres grisés.



▲ **FIG 43-b** : spectres en énergie à différents angles pour les $Z = 50, 60, 70$ et 80 . Les spectres blancs correspondent aux événements multiples sur l'hodoscope; les événements en simple donnent les spectres grisés.

III discussion sur l'origine des différents fragments

Au travers de ces résultats expérimentaux, et grâce à la multiplicité de neutrons, nous avons pu mettre en évidence différents régimes qui caractérisent la réaction. Ces régimes se distinguent par la taille des fragments observés ; nous avons pu faire apparaître trois grands domaines : les résidus lourds, les fragments issus de la fission du quasi-projectile et les fragments de masse intermédiaire. Quelles sont les origines de ces fragments ?

III-1 les fragments issus de la fission du quasi-projectile

Avec l'hodoscope et la mesure de la multiplicité de neutrons, nous disposons d'outils suffisants pour donner un nombre important d'informations sur cette fission ; nous l'analyserons plus en détail dans la partie C qui lui est consacrée

III-2 les résidus lourds

L'observation de noyaux lourds portés à de très hautes températures et survivant sous forme de résidus d'évaporation, bien que leur barrière de fission soit nulle, a déjà été faite dans plusieurs expériences [☐ Bi 92]. Nous observons des éléments proches du plomb associés à des multiplicités importantes ; par exemple pour $Z = 70$, nous avons une multiplicité de 51 en tenant compte de l'efficacité. Ceci correspond à des énergies d'excitation de 300 MeV dans le quasi-projectile en supposant que tous les neutrons détectés ont été évaporés et que l'énergie d'excitation se répartit en parts égales entre le QP et la QC. Si le quasi-projectile primaire est un noyau de plomb, alors la barrière de fission est annulée. L'observation de résidus d'évaporation avec des sections efficaces importantes résulte alors du temps nécessaire au noyau pour fissionner, temps bien supérieur à celui nécessaire pour évaporer une particule [☐ Hi 89, Su 89]. Le quasi-projectile reconstruit alors une barrière de fission plus importante en se refroidissant.

Pour expliquer la production de fragments lourds dans notre réaction, plusieurs mécanismes peuvent être proposés, parmi lesquels nous distinguerons les trois suivants :

a) le transfert massif

Nous l'avons mentionné dans le chapitre I, le transfert massif, issu des basses énergies, peut prendre en compte, jusqu'à 30 MeV/u, les résultats expérimentaux pour des systèmes asymétriques tels que Ar+Au. Néanmoins, d'importantes déviations par rapport aux prédictions de ce modèle ont été observées [Mo 91], déviations qui nécessiteraient un raffinement du modèle de base. Celui-ci suppose le transfert massif de nucléons du partenaire le plus léger vers le partenaire le plus lourd, le projectile continuant sa trajectoire sans modification de sa vitesse. Un tel mécanisme est évidemment inapplicable dans le cas d'un système presque symétrique en masse comme Pb+Au. Qui plus est, dans cette description, les quasi-projectiles formés gardent une vitesse proche de la vitesse du faisceau. Les distributions en énergie que nous obtenons, et en particulier leurs largeurs, sont incompatibles avec ce mécanisme.

b) la fragmentation du projectile

La fragmentation du projectile trouve son origine dans le domaine des hautes énergies ; c'est un modèle de type participant-spectateur. Lorsque le projectile et la cible interagissent, l'essentiel de la réaction se passe dans zone de recouvrement entre les deux noyaux, que l'on appelle zone participante. En raison des vitesses élevées, cette zone excitée est arrachée du projectile et de la cible (on parle d'abrasion) et les deux autres morceaux se comportent comme des "spectateurs", c'est-à-dire qu'il garde une grande partie de leur masse, de leur vitesse initiale et, surtout, sont faiblement excités. Ce modèle a été adapté aux énergies intermédiaires en introduisant des caractéristiques propre à ce domaine [Da 86]. Nous avons déjà souligné que la mesure de multiplicité de neutrons que nous faisons provenait en grande partie des neutrons évaporés par la quasi-cible. Les multiplicités de neutrons associées à des éléments de $Z = 70$ et $Z = 60$ correspondent à des multiplicités respectives de 48 et 60 neutrons (corrigées de l'efficacité), ce qui conduit, quel que soit le modèle utilisé, à des énergies d'excitation bien supérieures à celles prédites par ces modèles de type participant-spectateurs.

c) les transferts très inélastiques

Ce mécanisme semble être le seul qui puisse expliquer correctement la formation de nos résidus. Lorsque le projectile est suffisamment lourd, il apparaît que la fusion est remplacé par un autre processus dont les principales caractéristiques sont :

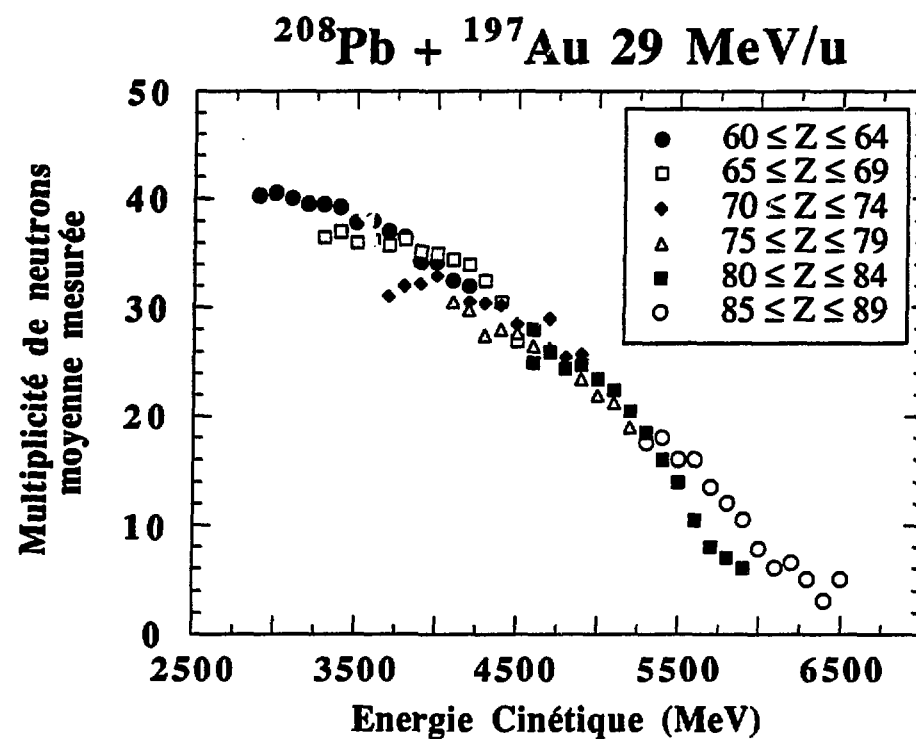
- ☛ événement à deux corps principaux
- ☛ mémoire des masses initiales
- ☛ perte de mémoire de l'énergie initiale, l'amortissement en énergie pouvant être complet.

On peut considérer les transferts très inélastiques comme la formation d'une quasi-molécule. Plus le temps d'interaction sera long, plus nous observerons de dissipation en énergie et plus nous observerons d'élargissements dans les distributions de masses et d'énergies cinétiques. La persistance d'un tel mécanisme allant jusqu'à la relaxation totale en énergie a été mise en évidence sur le système Mo+Mo [Ch 91] jusqu'à 23.7 MeV/u. Les évolutions des distributions en énergie, en numéro atomique et en multiplicité de neutrons que nous observons indiquent que ce mécanisme existe également pour notre système. Les seuils en énergie nous empêchent de suivre correctement l'évolution du mécanisme en dessous de $Z = 60$. La dissociation en fragments de masse intermédiaire observée pour les très grandes multiplicités de neutrons pourraient trouver une partie de son explication dans les grandes dissipations d'énergie pouvant intervenir, dans les grands transferts de moment angulaire envisageables vers les partenaires ainsi que dans les très forts effets coulombiens présents lors de l'interaction.

L'évolution de la multiplicité de neutrons moyenne en fonction de l'énergie cinétique du quasi-projectile détecté a été résumée dans la figure 44. Cette figure a été réalisée par tranches de 5 Z et par pas en énergie de 100 MeV. Nous voyons que nous avons une forte corrélation entre la multiplicité des neutrons et l'énergie cinétique totale du quasi-projectile.

III. 3. Les fragments de masse intermédiaire

Pour les collisions les plus violentes, toute la section efficace mesurée avec l'hodoscope est emportée par ces fragments. De plus, les distributions angulaires de ces fragments sont isotropes dans le laboratoire dans le domaine couvert et ont des valeurs absolues importantes, ce qui montre que la section efficace de ces événements est très importante. Le système se dissocie en un grand nombre de petits fragments, mécanisme que l'on appelle parfois multi-fragmentation lorsque la cassure s'effectue de façon simultanée et non séquentiellement. Bien sûr, à haute énergie d'excitation, les échelles de temps d'émissions séquentielles deviennent très étroites et notre dispositif n'est pas adapté pour trancher ce problème.



▲ **FIG 44** : corrélation entre l'énergie et la multiplicité moyenne de la distribution de neutrons mesurée pour une fenêtre en énergie de 100 MeV et pour différentes fenêtres en Z.

C

LA FISSION DU QUASI PROJECTILE

*Récemment, j'ai fait une découverte bouleversante !
en observant la matière de plus près, j'ai vu des atomes qui jouaient entre eux et qui se
tordaient de rire ! Ils s'esclaffaient !
Vous vous rendez compte des conséquences incalculables que cela peut avoir ?
Je n'ose pas trop en parler, parce que j'entends d'ici les savants
- Monsieur, le rire est le propre de l'homme !
Eh oui ! Mais pourtant !
Moi j'ai vu, de mes yeux vu ... des atomes qui : "Ha, Ha, Ha !"
Maintenant de quoi riaient-ils ? Peut-être de moi ? Mais je n'en suis pas sur
Il serait intéressant de le savoir.
Parceque, si l'on savait ce qui amuse les atomes,
on leur fournirait matière à rire
Si bien qu'on ne les ferait plus éclater que de rire
et que deviendrait la fission nucléaire ?
Une explosion de joie !*

Raymond Devos

Nous allons maintenant nous intéresser à une catégorie particulière d'événements que nous avons vu apparaître sur les matrices E-Z et E- M_n . En effet, au moyen de ces représentations, nous avons mis en évidence des événements qui ont un numéro atomique voisin de 40 et dont les distributions en vitesse se présentent sous la forme de deux composantes séparées par la vitesse du projectile. Ces événements ont une multiplicité de neutrons comprise entre 5 et 40 ; au delà de $M_n = 40$, les sections efficaces de production de ce type de fragments deviennent plus faibles (cf la figure 31 de la partie B) et ils viennent se mélanger avec les autres types de fragments qui ont une multiplicité de neutrons élevée (IMF ou résidus). Les caractéristiques de ces noyaux proches de $Z = 40$ nous font penser à un mécanisme de fission du quasi-projectile. La barrière de fission du plomb, dans son état fondamental, est de l'ordre de 20 MeV ; cette valeur est suffisante pour empêcher l'observation de la fission dans les collisions les plus périphériques, ce qui explique la très faible observation de ces événements pour des multiplicités inférieures à 5.

Pour expliquer l'observation de la fission du quasi-plomb, nous pouvons rappeler brièvement les mécanismes importants qui interviennent à basse et à haute énergie incidente. En ce qui concerne le domaine des basses énergies, deux phénomènes jouent un rôle important : les forces de friction entre le projectile et la cible, en particulier pour les nucléons de surface, et les échanges de nucléons pendant l'interaction. Ces phénomènes induisent une excitation des noyaux qui peut mener à la fission séquentielle de certains des produits de la réaction. De plus, d'importants transferts de moment angulaire ont été observés pour ces mécanismes ainsi qu'un fort alignement du spin par rapport au plan de réaction. Dans le domaine des hautes énergies, le mécanisme dominant peut être décrit par un modèle du type participant-spectateur ; l'énergie d'excitation est essentiellement localisée dans la zone participante, les spectateurs sont faiblement excités et leur fission n'est pas observée. A 29 MeV/u, nous sommes dans un domaine intermédiaire dans lequel, pour les collisions périphériques, il a été observé que l'on pouvait produire des fragments avec une large distribution en énergie d'excitation et qu'un quasi-projectile pouvait perdre une part importante de son énergie cinétique dans une réaction dissipative [Mo 88]. Dans l'hypothèse de mécanismes de type basse énergie, les dissipations d'énergies et les transferts de moment angulaire sont liés et les réactions périphériques vont être sensibles à ce degré de liberté. La fission binaire semble donc être un mécanisme privilégié pour l'étude de ce problème.

Jusqu'à présent, dans le domaine des énergies intermédiaires, ce sont surtout les dissipations d'énergies qui ont été analysées [Mo 88, Da 89, St 89]. Quelques travaux ont été menés sur les problèmes liés au spin, mais nous avons encore peu de résultats à ce sujet ; en particulier, la fission séquentielle des résidus primaires a été peu étudiée.

Dans l'expérience analysée ici, nous avons la chance de disposer à la fois d'une mesure des fragments issus de la fission du quasi-projectile et d'un critère de sélection tant sur la violence de la collision que sur les dissipations d'énergie. Dans ce chapitre, nous allons donc étudier ce mécanisme pour remonter à des informations sur le quasi-projectile primaire ; notre but n'est pas l'étude du mécanisme de fission lui-même, mais plutôt de l'utilisation de ses propriétés pour l'étude du quasi-projectile ; c'est pourquoi nous commencerons cette partie par quelques brefs rappels historiques dans le but de resituer la fission et de donner quelques définitions importantes. Ensuite, grâce à la fission, nous remonterons aux caractéristiques du quasi-projectile avant fission. Dans un troisième temps, nous essayerons de donner des informations sur les moments angulaires et sur les problèmes d'alignement. Bien sûr, conformément au principe que nous nous sommes fixé, toute cette analyse sera corrélée à la mesure de la multiplicité des neutrons et nous essayerons, ici aussi, de montrer la qualité de ce paramètre pour ce type de mesure.

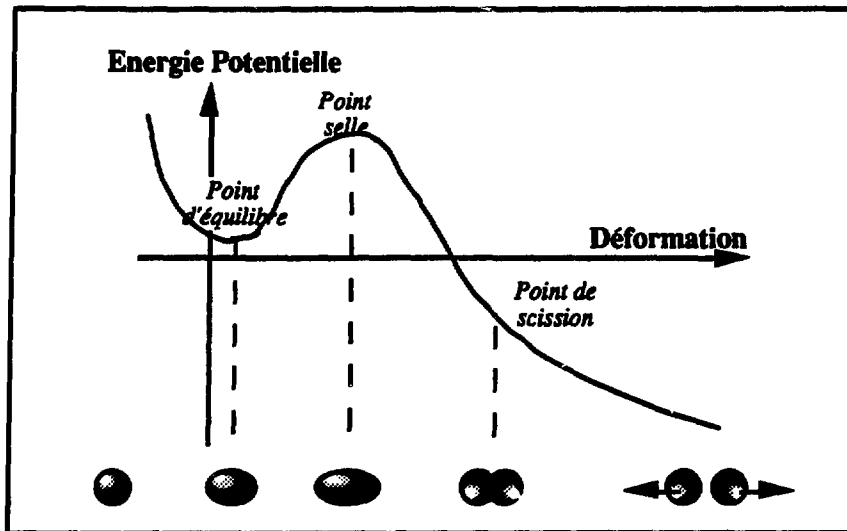
I Brefs rappels historiques

I.1. Les pionniers....

1932... Chadwick découvre le neutron... et toute l'histoire de la fission commence ! En 1934, Irène Curie et Frédéric Joliot découvrent la radioactivité artificielle ; c'est en cette même année que Fermi observe des radioactivités induites par bombardement de neutrons. Mais c'est en 1938 que la fission est réellement découverte ; la course entre les deux groupes de recherches, O. Hahn et F. Strassmann à Berlin et I. Curie et P. Savitch à Paris, mène à un article du groupe berlinois qui démontre que l'irradiation de l'uranium par les neutrons mène à la formation de noyaux de barium, de lanthane et de cérium, c'est-à-dire à des éléments plus légers. L. Meitner propose la première explication simple au phénomène et lui donne le nom de fission. C'est à peine six mois plus tard que paraît l'article de N. Bohr et J. A. Wheeler "the mechanism of nuclear fission". Arrive alors la deuxième guerre mondiale et l'essentiel de la recherche sur la fission est consacrée à la réaction en chaîne. C'est en 1953 que l'activité théorique reprend sur le mécanisme lui-même. En 1953, A. Bohr propose sa théorie de la fission et c'est en 1967 que Strutinsky propose une méthode de calcul de la barrière de fission qui va permettre d'expliquer une grande partie du phénomène.

I. 2. La barrière de fission

A partir de la découverte de la fission, l'histoire de ce phénomène se confond avec l'histoire de la barrière de fission. On décrit la fission comme un phénomène au cours duquel un noyau lourd se déforme jusqu'à qu'il se scinde en deux fragments. Au delà du stade de scission, les deux fragments de fission se repoussent par répulsion coulombienne. Deux méthodes se sont longtemps opposées pour décrire théoriquement le phénomène. En 1949, Mayer et Janssen proposent leur modèle en couches qui repose sur une approche microscopique ; cette méthode s'avère très compliquée. Une approche macroscopique fondée sur le modèle de la goutte liquide (N. Bohr, 1937) permet de calculer l'énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa forme. Dans ce cas, le concept important est la barrière de potentiel : il existe une barrière d'énergie liée à la déformation formée par la somme de l'énergie de surface et l'énergie électrostatique. Entre la forme sphérique et le point de scission, le noyau passe par toute une série de déformations. Au point selle, l'énergie se présente comme une barrière ; si le noyau passe cette barrière, il fissionne. Une représentation schématique est donnée dans la figure 45.



▲ Fig 45 : le mécanisme de fission est représenté dans un plan énergie-déformation la forme du noyau est donné sous la courbe d'énergie potentielle ; pour fissionner, le noyau doit passer le point selle.

En 1967, Strutinsky propose de considérer le noyau de façon semi classique pour calculer la barrière de fission de façon plus précise. Tout au long du chemin de fission, on calcule l'énergie potentielle à partir du modèle de la goutte liquide, mais on introduit des corrections quantiques liées à la structure en couches. Avec ce type de calculs, on aboutit à une forme de la barrière de potentielle plus compliquée, qui peut par exemple comporter deux ou trois minima. Ces calculs ont permis d'expliquer un grand nombre de phénomènes comme par exemple les isomères de fission qui sont des noyaux ayant une durée de vie anormalement courte. Avec les calculs de Strutinsky, une grande partie du phénomène de fission peut être correctement décrite jusqu'au point selle qui correspond à l'instant où le noyau passe la barrière de fission. Depuis, les études se sont plus particulièrement portées sur la problématique de la descente depuis le point-selle vers le point de scission.

1.3 Quelques éléments caractéristiques de la fission

Au fur et à mesure des études théoriques et expérimentales, les caractéristiques essentielles de la fission ont pu être mise en évidence. La fission correspond à la déformation progressive d'un noyau ; si l'énergie du noyau est suffisamment grande pour dépasser la barrière (point selle), il va se scinder en deux fragments. Ce sont les états quantiques du système à l'instant du passage du point-selle qui gouvernent les voies de sortie. Nous verrons dans le chapitre III comment nous pouvons interpréter ces états pour décrire la géométrie de la fission. D'autre part, la fission est un phénomène lent (un ordre de grandeur est de 10^{-20} s) [Hi 86, Th 87].

Un dernier point est le moment angulaire qui joue également en rôle important. Il a été introduit en particulier par Swiatecki et Plasil dans le modèle de la goutte liquide tournante. Nous développerons ce point dans le chapitre III.

II Caractéristiques de la fission du Quasi-Projectile

Dans ce travail, nous allons nous servir des propriétés de ce mécanisme de fission pour remonter à des informations concernant le quasi-projectile primaire formé au cours de l'interaction.

Dans un article général, C. Signarbieux écrit [Si 89] : "Cinquante ans après sa découverte, la fission n'a pas encore livré tous ses secrets". En effet, la fission est un phénomène complexe ; pour le comprendre, il faut connaître les propriétés dynamiques d'un noyau dans un état hors-équilibre. Pour pouvoir l'utiliser, il faut d'abord trouver des méthodes d'analyse qui tiennent compte des paramètres importants qui contraignent ce mécanisme. Dans ce chapitre, nous regarderons d'abord quels sont les paramètres que nous pouvons extraire de l'analyse de nos données. Ensuite, nous expliquerons comment nous avons pu extraire de ces résultats des énergies d'excitation ainsi que des sections efficaces.

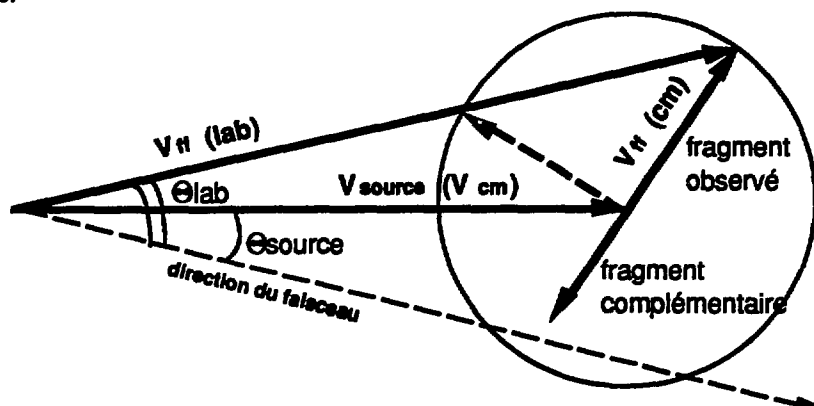
II-1. Comment caractériser une fission binaire ?

Au delà du point selle, les deux fragments de fission se séparent en tirant leur énergie cinétique de leur répulsion coulombienne mutuelle. Pour pouvoir définir complètement la fission, il faut connaître les caractéristiques des deux fragments résultants, c'est à dire leur masse et leur numéro atomique, leur énergie et leur direction. Les distributions angulaires sont liées, elles, au moment angulaire du noyau qui fissionne. Comment remonter à ces informations ?

a) description cinématique

La fission se décrit cinématiquement comme la cassure d'un noyau en deux morceaux. Le diagramme 46 schématise la fission d'un noyau dont la vitesse est très supérieure aux vitesses des fragments de fission, vitesses prises dans le référentiel du noyau ; nous avons choisi cette situation car, dans notre cas, toutes les vitesses possibles du quasi-projectile sont bien supérieures à celle des fragments de fission (typiquement, 1 cm/ns). Par exemple, le projectile a une vitesse de 7.5 cm/ns et le centre de masse une vitesse de 3.8 cm/ns

La conservation de l'impulsion implique que le deuxième fragment soit émis à 180° du premier dans le référentiel de l'émetteur ; la vitesse du noyau initial et les vitesses des deux fragments définissent alors un plan. C'est dans ce plan que nous avons effectué notre représentation cinématique. Toutefois, il faut bien remarquer que ce plan n'est pas fixe mais change pour chaque événement. Par conséquent, dans un cas général, ce plan ne contient pas forcément la direction du faisceau et même, comme nous le verrons par la suite, il faut des conditions très particulières sur les moments angulaires pour conserver la coplanarité.



$V_{\#}$ = vitesse du fragment de fission

▲ Fig 46 : diagramme cinématique du mécanisme de fission

Pour un noyau initial et un fragment de fission fixés, nous voyons que selon la direction d'émission dans le référentiel du noyau, le vecteur vitesse du fragment décrit un cercle. Dans une direction fixe du laboratoire, nous obtenons alors deux solutions cinématiques possibles définies par l'intersection entre ce cercle et la droite portée par cette direction. Ce sont ces deux solutions qui donnent les deux composantes dans les spectres en énergie pour un angle laboratoire donné (B-II.3.b).

b) Les sections efficaces invariantes

Pour observer l'ensemble des données d'une façon globale, et compte tenu de la description cinématique de la fission, il nous semble intéressant de projeter les événements dans le plan des vitesses, les abscisses donnant la projection de la vitesse suivant la direction du faisceau (vitesse parallèle) et l'ordonnée donnant la vitesse perpendiculaire à cette direction. Mais quelle grandeur reporter dans la troisième dimension ? Les grandeurs mesurées le sont dans le laboratoire ; nous aimerions plutôt avoir des grandeurs attachées au mécanisme lui-même. Pour pouvoir analyser correctement les distributions angulaires, il nous faut porter dans la troisième dimension une grandeur comparable d'un référentiel à un autre, en particulier pour ce type de mécanisme, entre le laboratoire et le système du noyau qui fissionne.

Dans le domaine des énergies relativistes, cette grandeur doit être une section efficace invariante par transformation de Lorentz ; si on prend pour élément différentiel (p_x étant la projection du vecteur impulsion sur un axe Ox et ω_x l'angle solide correspondant) :

$$d^2\vec{p}_x = \vec{p}_x^2 d\vec{p}_x d\omega_x$$

on montre que pour passer du référentiel (R) au référentiel (R'), la transformation de Lorentz donne (E étant l'énergie totale et E_x sa composante suivante x) :

$$d^2\vec{p}_x = \frac{E_x}{E} \cdot d^2\vec{p}_x'$$

ce qui implique que la quantité

$$\sigma^I = E_x \frac{d^2\sigma}{d\vec{p}_x^2}$$

est invariante dans toutes transformations de Lorentz.

Dans notre cas, l'intérêt de cette grandeur est sa restriction au cas non relativiste : on peut montrer que les sections efficaces invariantes par transformation galiléenne s'expriment suivant :

$$\sigma^I = \frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dv}$$

Pour représenter nos événements de façon globale, nous avons donc adopté la représentation de ces sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//}$ - V_{\perp} . Pour passer des énergies aux vitesses, nous avons été contraints d'affecter des masses aux éléments mesurés ; nous avons utilisé la paramétrisation de [Ch 88] proposée dans le chapitre B-I que nous rappelons ici :

$$A = 2.08 Z + 0.0029 Z^2$$

En adoptant cette paramétrisation pour toutes les multiplicités de neutrons, nous supposons que les fragments de fission détectés ont une masse proche de la vallée de stabilité. Leur masse finale dépend certainement du quasi projectile qui fissionne, en particulier de son numéro atomique et de sa masse ainsi que de son énergie d'excitation. Ces fragments sont détectés par l'hodoscope ; leur temps de vol est de quelques nanosecondes (rappelons que 29 MeV/u correspond à 7.5 cm/ns), et ils n'ont donc pas eu le temps de décroître vers la vallée par émission β . L'hypothèse sur les masses n'est donc valable que pour un certain domaine d'énergie d'excitation. Quelle est alors son influence sur les vitesses ?

Nous avons vu que la probabilité des événements qui nous intéressent ici est très importante pour des multiplicités de neutrons comprises entre 5 et 40. Pour estimer l'erreur faite sur le calcul des vitesses, nous avons fait les hypothèses suivantes : quand un fragment de $Z = 41$ est détecté, il provient de la fission d'un quasi-projectile de $Z = 82$. Ce quasi-projectile avait - au maximum - la masse du plomb ($A = 208$). Si 5 neutrons ont été détectés alors, avec les corrections d'efficacité, et en supposant un partage de l'énergie d'excitation en parts égales, 4 neutrons ont été émis par le QP. De même, si 40 neutrons ont été détectés, alors 32 proviennent du quasi-projectile, ce qui correspond à des masses du noyau qui fissionne de 204 et 176 respectivement, soit, pour une fission symétrique, des masses de fragments de fission de 102 et 88 respectivement. Notre systématique nous prédit une masse de 90, soit une incertitude maximale voisine de 10% sur les masses et donc de 5% sur les vitesses. Le fait de négliger l'émission de particules légères chargées dans ces estimations sera justifiée à posteriori par les faibles énergies d'excitation.

II-2. Analyse des sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//}-V_{\perp}$.

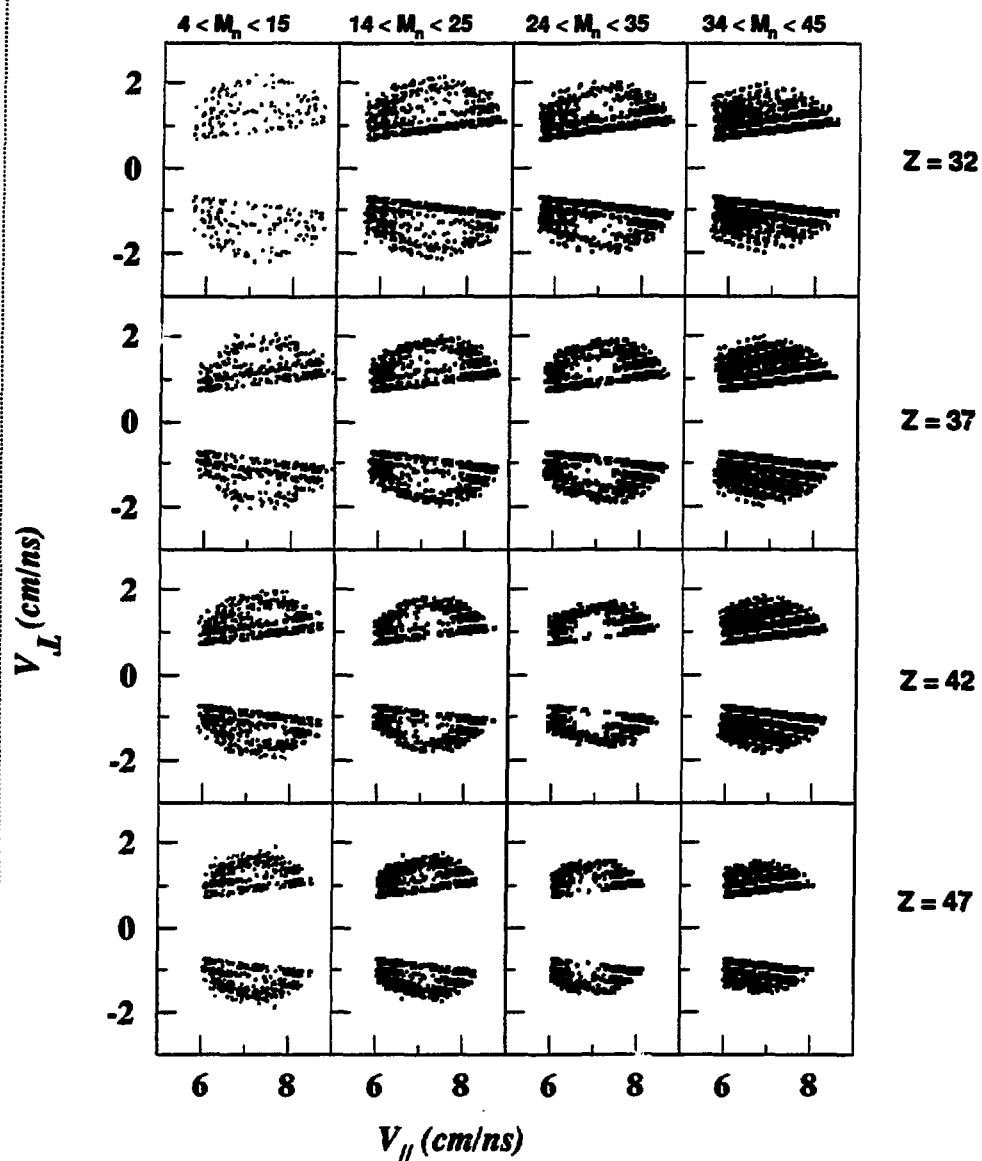
a) description des matrices

La figure 47 montre les sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//}-V_{\perp}$ pour les mêmes Z et les mêmes fenêtres en neutrons que celles retenues pour les spectres en énergie (B-II-3). Nous avons symétrisé la figure par rapport à l'axe du faisceau. Les points de vitesses transverses négatives n'ont donc pas été observés réellement. Pour les trois premières fenêtres en M_n , les distributions de la figure 47 laissent toutes apparaître des anneaux dont le rayon diminue avec le numéro atomique. A ces anneaux vient se rajouter un composante aux petits angles et aux faibles vitesses dans le laboratoire. Dans la quatrième tranche de multiplicité, les anneaux sont remplacés par des disques pleins ; nous avons vu dans la partie B-II.1 que les distributions de Z étaient continues et que, pour ces multiplicités de neutrons, nous avons essentiellement une production de fragments de masse intermédiaire ; leur origine est différente d'une fission du quasi-projectile, si l'on en croit par exemple les distributions angulaires isotropes dans le laboratoire. Ces éléments viennent certainement se mélanger aux événements de fission, et ceci de façon beaucoup plus significative que pour les tranches précédentes.

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \ 29 \text{ MeV/u}$

$$6^\circ < \Theta_{\text{lab}} < 20^\circ$$

Sections efficaces invariantes $d^2\sigma / p \, d\Omega dE$



▲ FIG 47 : sections efficaces invariantes dans le plan V_{\parallel} - V_{\perp} pour quatre fenêtres en multiplicité de neutrons et pour quatre Z .

b) Méthode d'ajustement des "cercles coulombiens"

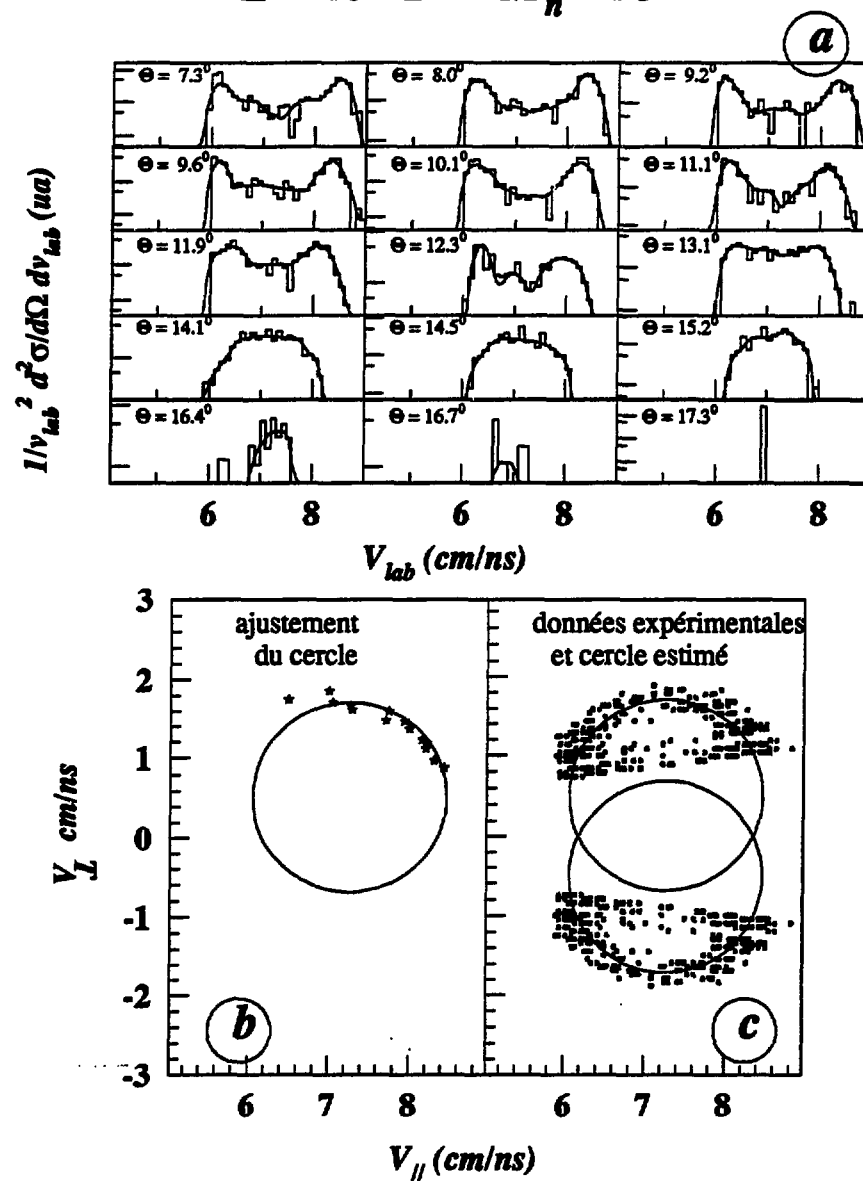
D'après le diagramme cinématique (fig 46), la position et la taille du cercle coulombien nous donne des indications sur la vitesse du QP et sur celle du fragment. Ceci a été montré par exemple par Bowman [Bo 91]. La première étape de l'analyse est donc de caractériser ces cercles.

Faisons d'abord deux remarques : d'une part, nous obtenons des anneaux et non des cercles ; ceci peut s'expliquer par la largeur finie de la distribution de vitesses des fragments de fission. D'autre part, avant d'analyser les spectres en énergie, il faut rappeler que le rejet des coïncidences internes à l'hodoscope ne modifie pas la forme de ces spectres (voir B-II.5) pour les événements qui nous intéressent ici.

Pour déterminer les caractéristiques des cercles, nous avons utilisé la procédure suivante, schématisée par un exemple sur la figure 48 pour le cas $Z = 40$ et pour $M_n = [15, 24]$. Dans la partie a de cette figure, nous montrons les spectres de sections efficaces invariantes en fonction de la vitesse dans le laboratoire. En raison des faibles statistiques, nous avons lissé ces spectres avant de déterminer la position du maximum à haute vitesse ($\langle V_{\max} \rangle$) ; à cause des seuils en énergies, nous n'avons pas pu utiliser la deuxième solution à basse vitesse. Connaissant $\langle V_{\max} \rangle$ et l'angle, nous pouvons reporter l'ensemble des couples (V_{\parallel}, V_{\perp}) correspondant à la ligne de crête des anneaux observés dans ce plan (fig 47). Nous avons ensuite déterminé le meilleur cercle qui passe par ces points, les résultats du calcul nous donnant le centre du cercle, c'est-à-dire le vecteur vitesse du quasi-projectile, ainsi que le rayon (vitesse du fragment) ; la figure 48-c montre le résultat d'un de ces calculs superposé aux données expérimentales.

Sur cet exemple, nous voyons que le centre du cercle n'appartient pas à l'axe du faisceau : le quasi-projectile est donc défléchi à un angle non nul. Ceci implique qu'un quasi-projectile peut également être défléchi de l'autre côté du faisceau. Pour fixer les notations, nous parlerons d'angles positifs pour les angles situés du côté du détecteur et d'angles négatifs de l'autre côté. Par symétrie, nous voyons sur la figure 48-c que nous pouvons aussi bien détecter avec l'hodoscope des fragments issus d'un QP défléchi à un angle positif qu'à un angle négatif, ce qui peut permettre de trouver une origine à la section efficace observée aux petits angles.

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \ 29 \text{ MeV/u}$
 $Z = 40 \quad 14 < M_n < 25$



▲ FIG 48 : méthode d'ajustement des cercles coulombiens :
 a) spectres de vitesses en sections efficaces invariantes
 b) ajustement du cercle et comparaison avec les spectres expérimentaux (c)

Nous avons mis en oeuvre cette procédure pour les trois premières fenêtres en multiplicité. Pour la tranche [35, 44], nous n'avons pas pu définir la ligne de crête pour les anneaux. Nous avons donc essayé de déterminer l'enveloppe circulaire des sections efficaces invariantes. Ceci permet d'avoir une idée sur les paramètres vitesse du quasi-projectile, angle de déflexion, mais pas sur la vitesse des fragments dans le référentiel du QP ; ces vitesses ne seront donc pas présentées par la suite.

Cette analyse a été effectuée pour chaque élément détecté pour lequel la statistique permettait de définir soit des anneaux, soit des disques pleins. Selon les tranches de multiplicités considérées, cela représente des Z variant entre 30 et 48.

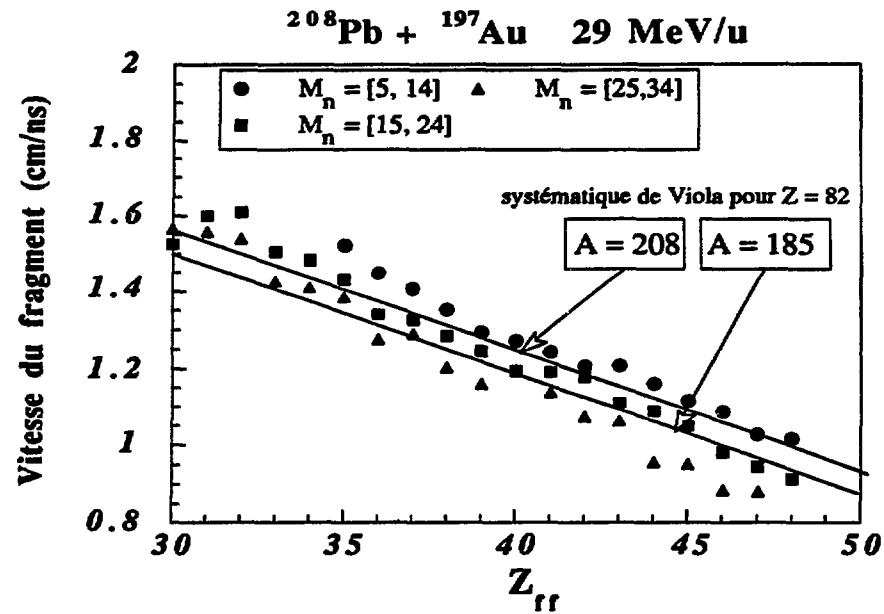
A partir des paramètres obtenus, nous allons maintenant donner les caractéristiques cinématiques des fragments de fission ainsi que du quasi-projectile qui fissionne.

c) caractéristiques cinématiques de la fission du quasi-projectile

Pour une tranche en multiplicité de neutrons donnée, nous nous attendons à ce que les caractéristiques du quasi-projectile fissionnant ne changent pas en fonction du numéro atomique Z_{ff} du fragment de fission détecté. Nous n'attendons donc pas d'influence de l'asymétrie de la scission sur les caractéristiques cinématiques du noyau qui fissionne. Les résultats concernant le QP seront présentés en fonction de Z_{ff} afin de pouvoir vérifier ce postulat.

1° vitesse des fragments dans le référentiel du quasi-projectile

La figure 49 donne la vitesse des fragments en fonction de leur numéro atomique Z_{ff} pour les trois premières fenêtres de multiplicité de neutrons. Comme nous l'avons dit dans le paragraphe précédent, il n'est pas possible de déterminer cette vitesse pour la dernière tranche [35,44].



▲ Fig 49 : Vitesse des fragments de fission en fonction de leur numéro atomique

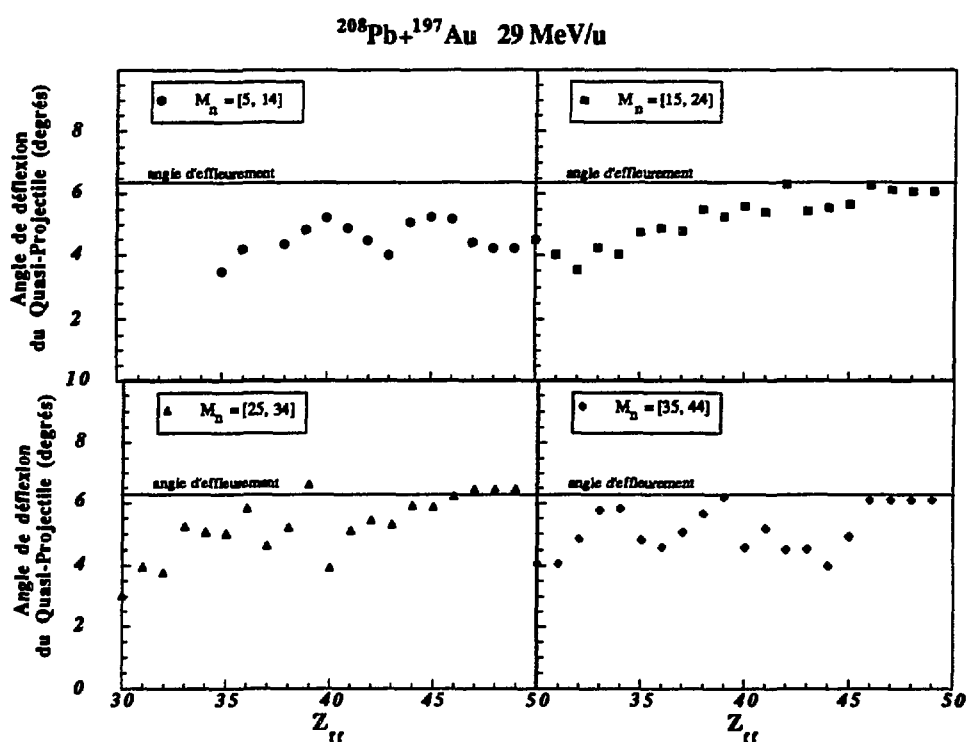
Ò

V. E. Viola a établi une systématique qui donne l'énergie des fragments d'une fission symétrique en fonction du numéro atomique du noyau qui fissionne [Vi 66]. Cette systématique a ensuite été étendue aux fissions asymétriques. Sur la figure 49, nous avons reporté les valeurs prédites par cette systématique pour deux noyaux de plomb de masse respective 208 et 185. Nous voyons que les points obtenus dans notre expérience sont en accord avec cette systématique. Nous observons une variation systématique de la vitesse expérimentale avec la multiplicité de neutrons : plus la multiplicité est grande, plus la vitesse est petite. Cette variation peut s'expliquer par des différences de masse du quasi-projectile au moment de la scission. Une multiplicité de plus en plus grande correspond à une excitation de plus en plus importante. Hilscher [Hi 89] a montré que le nombre de neutrons émis après la séparation des deux fragments de fission est faible et, surtout, est indépendant de l'énergie d'excitation du noyau qui va fissionner. La masse du fragment qui fissionne, et éventuellement son Z , peuvent changer d'une fenêtre de multiplicité à l'autre, et donc la vitesse du fragment émis va baisser, conformément aux calculs coulombiens.

Les neutrons observés proviennent sans doute d'un phénomène d'évaporation ; l'ensemble des composantes non équilibrées représentent en effet un poids relativement faible comparé aux composantes d'évaporation [Qu 93]. Supposons que les neutrons observés soient entièrement émis par le quasi-projectile et la quasi-cible et dans le rapport des masses ; supposons également que ce quasi-projectile garde un Z constant. En tenant compte d'une efficacité de détection de 63% et d'une variation totale de neutrons de $29=34-5$, la différence maximale en masse pour le quasi-projectile est de 23 masses. Nous voyons à partir des valeurs de la systématique pour ces deux masses que les pertes de vitesse des fragments en fonction des M_n sont compatibles avec une diminution de la masse d'un noyau de plomb au point de scission.

De plus, l'accord entre les points expérimentaux et la systématique de Viola implique que l'émission des fragments se fait dans le plan de réaction, conformément au diagramme de la figure 46, et une perte de la coplanarité revient à une diminution de la vitesse relative des fragments, comme nous le verrons dans le paragraphe d).

2° Angle de déflexion du quasi-projectile



▲ Fig 50 : angle de déflexion du Quasi Projectile en fonction du numéro atomique des fragments (Z_{fr})

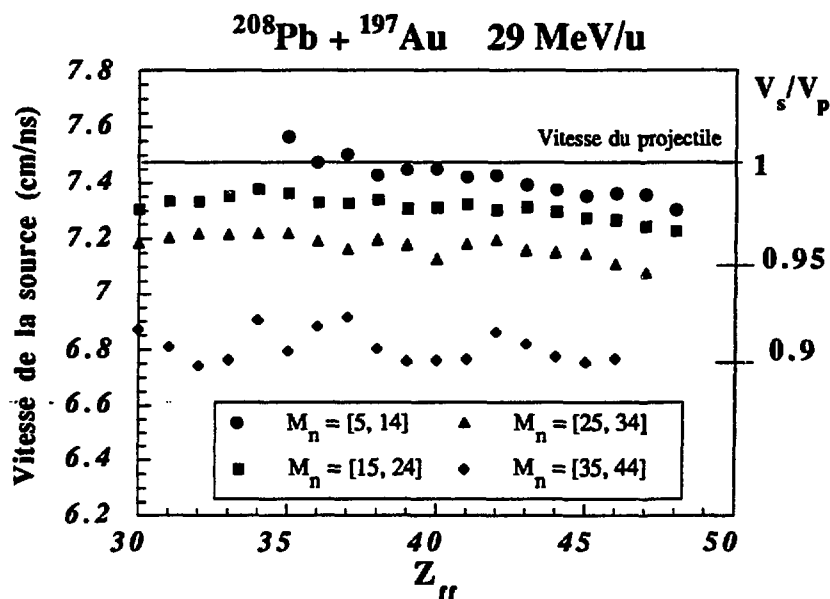
La figure 50 montre la distribution des angles de déflexion du quasi-projectile en fonction du numéro atomique Z_{ff} du fragment de fission détecté. Pour extraire ce paramètre, nous utilisons la détermination du centre des cercles que nous avons ajustés sur les points expérimentaux. Nous obtenons ainsi la vitesse parallèle $V_{QP//}$ et la vitesse perpendiculaire $V_{QP\perp}$ du quasi-projectile.

Nous en déduisons alors l'angle de déflexion suivant la formule :

$$\Theta_{QP} = \arctg\left(\frac{V_{QP\perp}}{V_{QP//}}\right)$$

Nous voyons sur la figure que les angles obtenus sont petits ($2^\circ < \Theta_{QP} < 7^\circ$). En effet, dans nos ajustements, le rapport $V_{QP\perp} / V_{QP//}$ est toujours faible. De plus, pour les petits nombres, la fonction \arctg varie fortement. Notre méthode de définition de l'angle de déflexion va donc nous donner des incertitudes importantes sur les valeurs obtenues. Malgré cela, nous pouvons tout de même observer que l'ensemble des points se distribue autour d'un angle voisin de 5° , avec une incertitude de $\pm 1^\circ$. Cet angle est légèrement inférieur à l'angle d'effleurement (6.2°) indiqué sur la figure. D'une fenêtre de multiplicité à l'autre, nous avons de faibles variations de l'angle de déflexion du QP.

3° Vitesse du quasi-projectile



▲ Fig 51 : Vitesse du quasi-projectile en fonction du numéro atomique des fragments
l'échelle de droite donne la vitesse en proportion de la vitesse du projectile

La troisième information que nous pouvons tirer de l'estimation des cercles est la vitesse du quasi-projectile. La figure 51 montre cette vitesse en fonction du numéro atomique du fragment pour les quatre fenêtres en neutrons. Nous observons que, pour une multiplicité de neutrons donnée, la vitesse est quasi constante. Comme pour l'angle de déflexion, les variations observées ont pour origine la méthode d'ajustement des cercles, sans oublier les fluctuations statistiques. Les erreurs statistiques sont plus importantes pour la première tranche de neutrons (la section efficace de fission pour les faibles énergies d'excitation est faible) que pour les autres tranches, ce qui peut prendre en compte la décroissance des vitesses avec les Z des fragments croissants.

Les vitesses que nous obtenons restent proches de la vitesse du projectile (voir l'axe de droite), avec un rapport V_{QP}/V_{proj} supérieur à 90 %. Les erreurs dues à l'attribution des masses pour le calcul des vitesses sont de l'ordre de 5% (paragraphe I-1.b). Nous restons proches d'une vitesse qui correspond à une énergie de 29 MeV/u, ce qui montre encore que nous sommes bien dans un régime périphérique, quelque soit la multiplicité de neutrons. En effet, les vitesses obtenues sont largement supérieures à la vitesse du centre de masse (3.8 cm/ns) ou à celle d'un noyau de plomb complètement relaxé en vitesse (5.2 cm/ns). Nous observons que ces vitesses décroissent pour des multiplicités croissantes. L'évaporation de neutrons traduit un phénomène dissipatif ; plus nous observons de neutrons, plus l'énergie d'excitation est grande, plus la collision augmente en violence et plus le quasi-projectile perd en vitesse.

La perte relative de vitesse entre la fenêtre [25,34] et la fenêtre [35, 44] est plus importante que celle que nous observons entre les autres fenêtres. Cette différence relative plus grande pourrait traduire un phénomène physique. Nous pouvons penser par exemple à l'ouverture de l'évaporation de particules chargées : pour une même variation du nombre de neutrons détectés, la différence d'énergie d'excitation est plus grande en raison de l'énergie emportée par ces particules. Mais cette forte variation de la vitesse du quasi-projectile provient également du fait que, pour cette multiplicité de neutrons, la détection des fragments est beaucoup plus perturbée par d'autres mécanismes de réaction. La figure 30 de la partie B montre bien que pour cette fenêtre en multiplicité, les Z voisins de 40 issus de la fission séquentielle du QP se mélangent aux $Z = 40$ issus de la production de fragments de masse intermédiaire que l'on observe alors en abondance.

d) influence du moment angulaire

Les simples considérations cinématiques présentées au chapitre II-1-a indiquent que le fait de trouver des vitesses proches des vitesses prévues par la systématique de Viola [Vi 66] pour les fragments de fission, avec des largeurs raisonnables, ne peut s'expliquer que par la définition d'un plan d'émission privilégié pour le fragment de fission détecté. C'est le moment angulaire qui donne un plan d'émission privilégié pour les fragments. En effet, une rotation importante du noyau implique une forte probabilité d'émission dans le plan perpendiculaire au spin en raison des grandes vitesses tangentielles. La valeur totale de moment angulaire orbital dans la voie d'entrée est de $1700 \hbar$ pour les collisions les plus périphériques et nous pouvons avoir d'importants transferts de ce moment lors de la réaction.

Pour analyser les effets de moments angulaires, nous avons développé des simulations que nous détaillerons dans le chapitre III. Nous voudrions tout de même donner ici une information tirée de ces simulations qui apparaît sur la figure 52 : dans cette figure, nous montrons les sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//}$ - V_{\perp} pour les deux situations extrêmes :

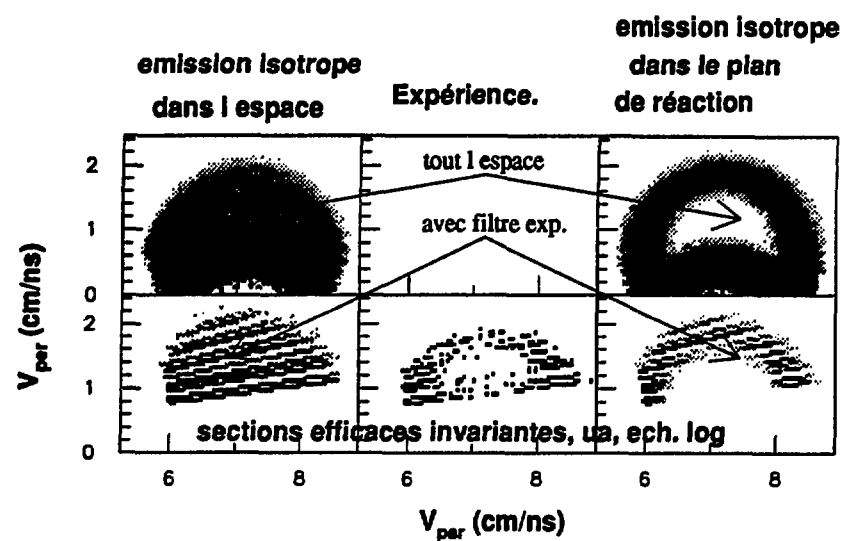
- ☛ l'émission des fragments de fission est isotrope dans le référentiel du quasi projectile en mouvement
- ☛ l'émission des fragments de fission ne s'effectue que dans le plan de la réaction et est isotrope dans ce plan (ce qui correspond à la simulation d'un spin important et d'un alignement parfait de ce spin).

Deux cas sont présentés à titre d'exemple correspondant à la détection d'un $Z = 32$ dans la tranche de multiplicité $M_n = [25, 34]$ et d'un $Z = 40$ dans la tranche $[15, 24]$. Les différents paramètres utilisés pour ces simulations (décrites dans le chapitre III) sont les valeurs moyennes de la vitesse du quasi-projectile, de son angle de déflexion et la vitesse moyenne des fragments de fission déduits au paragraphe précédent. Une largeur de 30% a été introduite pour la distribution de vitesses des fragments de fission. Les simulations sont comparées aux résultats expérimentaux. Le parfait alignement correspond aux distributions données à droite ; les distributions de gauche correspondent à la distribution isotrope. Dans la rangée supérieure, nous avons tracé les distributions simulées pour tout l'espace alors que dans la rangée inférieure sont représentées les distributions simulées filtrées par l'hodoscope. Enfin, au centre de la rangée inférieure se trouve la distribution expérimentale.



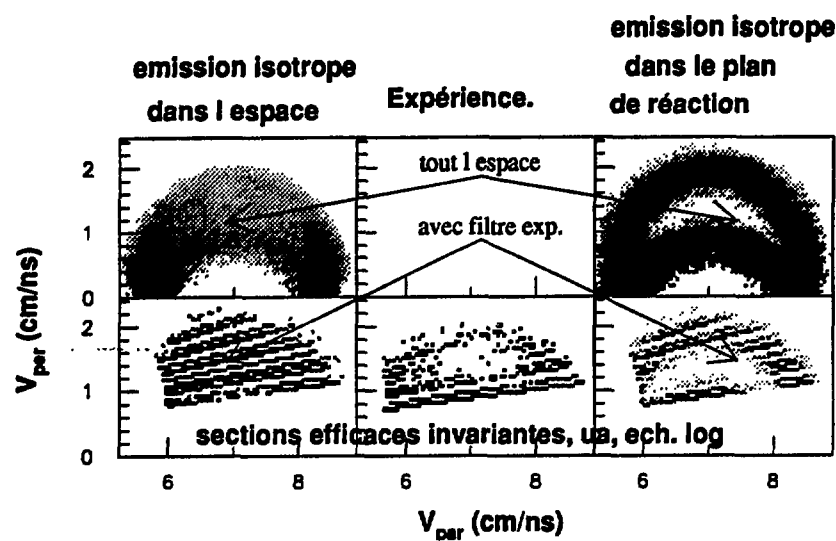
$$Z = 40 \quad 14 < M_n < 25$$

$$V_s = 7.3 \text{ cm/ns}, \Theta_s = 5.6^\circ, V_{ff}^{moy} = 1.2 \text{ cm/ns}$$



$$Z = 32 \quad 24 < M_n < 35$$

$$V_s = 7.1 \text{ cm/ns}, \Theta_s = 4.5^\circ, V_{ff}^{moy} = 1.4 \text{ cm/ns}$$



▲ FIG 52 : influence du moment angulaire sur les sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//} - V_{\perp}$ pour deux cas particuliers ($Z = 40, 14 < M_n < 25$ et $Z = 32, 24 < M_n < 35$)

L'alignement du moment angulaire a pour effet de favoriser l'apparition d'anneaux dont la largeur résulte de la distribution des vitesses des fragments dans le référentiel du QP. Au contraire, une distribution isotrope a pour effet de remplir complètement les cercles pour ne plus laisser apparaître que des disques pleins. La comparaison avec la distribution mesurée indique que les effets de moment angulaire jouent un rôle important dans ces processus de fission séquentielle du quasi-projectile. Pour les trois premières tranches de neutrons présentées dans le paragraphe précédent, les données expérimentales sont plus proches du cas à alignement parfait que du cas isotrope. En revanche, la non observation d'anneaux pour la tranche $M_n = [35, 44]$ peut résulter d'un désalignement important du moment angulaire qui empêche la discrimination des événements de fission binaire du quasi-projectile de ceux résultants de processus plus complexes.

C'est pourquoi, dans toute la suite de ce chapitre, nous garderons cette hypothèse: la fission du quasi-projectile est caractérisée par un alignement important du spin. Dans ce cas, nous fixons le plan de réaction et nous pouvons donc observer les cercles prévus par le diagramme cinématique de la figure 46.

II-3 Estimation des énergies d'excitation

En principe, la multiplicité de neutrons permet de remonter aux énergies d'excitation déposées dans le système sous forme thermique [Lo 92, Ji 89, Cr 91]. Pour cela, il faut supposer que les neutrons détectés ont tous une origine évaporative. Pour les collisions périphériques que nous regardons ici, cette hypothèse semble réaliste. B. Quednau et al [Qu 93] ont étudié les spectres en énergies des neutrons pour le même système ; ils ont montré qu'une éventuelle composante non équilibrée avait un poids faible, de l'ordre de 15%

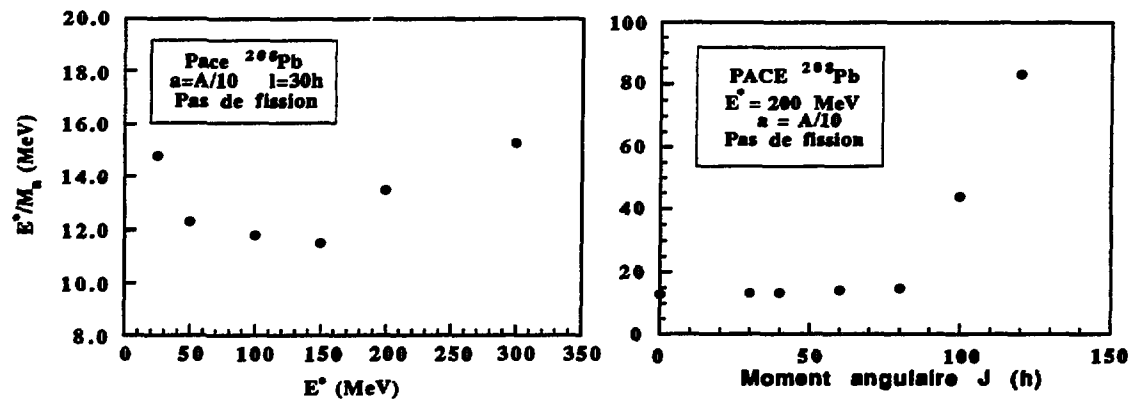
La mesure de la vitesse du quasi-projectile et de son angle de déflexion nous donne un autre moyen d'estimer l'énergie d'excitation de façon quasiment indépendante. Pour cela, nous allons faire l'hypothèse d'un mécanisme primaire binaire, ce qui permet de déterminer tous les éléments cinématiques. Pour garder une bonne précision sur le calcul, nous tiendrons compte d'effets relativistes. En effet, la vitesse du projectile correspond à 25% de la vitesse de la lumière (c), et pour ce domaine, les effets relativistes deviennent sensibles.

Dans le tableau suivant, nous donnons successivement la vitesse moyenne du QP, la vitesse corrigée des effets relativistes, l'énergie d'excitation totale déduite, et l'énergie d'excitation pour un noyau de ^{208}Pb calculé à partir des considérations cinématiques, en supposant une réaction binaire.

Dans la dernière colonne, on donne l'énergie d'excitation calculée en supposant 12 MeV d'énergie d'excitation emportés par un neutron évaporé par le quasi-projectile. Les incertitudes sur les vitesses tiennent uniquement compte des erreurs sur leur estimation dans l'ajustement des cercles coulombiens.

	V _{QP} (cm/ns)	V _{QP^c} (cm/ns)	E* _{totale} (MeV)	E* _{QP} (MeV)	E* = M _n (QP) *12 MeV
projectile	7.5	7.33			
4 < M _n < 15	7.4 ± 0.05	7.24 ± 0.05	160 ± 15	82 ± 7	95
14 < M _n < 25	7.3 ± 0.05	7.14 ± 0.05	320 ± 20	163 ± 10	190
24 < M _n < 35	7.15 ± 0.05	7.05 ± 0.05	500 ± 30	255 ± 15	285
34 < M _n < 45	6.8 ± 0.1	6.67 ± 0.1	1076 ± 80	552 ± 40	380

Dans la dernière colonne, nous avons calculé l'énergie d'excitation en prenant la valeur moyenne de la fenêtre en neutrons, i. e. 10, 20, 30 et 40 neutrons, une efficacité de $\epsilon = 63\%$ et un partage des neutrons suivant le rapport des masses.



▲ Fig 53 : rapport entre l'énergie d'excitation initiale et le nombre de neutrons évaporés pour un noyau de ^{208}Pb en fonction de l'énergie d'excitation initiale et du moment angulaire

L'énergie de 12 MeV emportée par neutron provient de calculs statistiques, comme le montre la figure 53 où nous avons reporté des calculs effectués avec le programme PACE [Ga 80], qui nous donnent la valeur de l'énergie d'excitation divisée par la multiplicité de neutrons, dans un premier cas en fonction de l'énergie d'excitation, dans l'autre en fonction du moment angulaire. Dans un large domaine de moment angulaire et pour des énergies d'excitation moyennes, cette valeur est de 12 MeV/n.

Les énergies d'excitation calculées par les deux méthodes sont cohérentes à 15% près à l'exception de celles calculées pour la tranche [35, 44]. Pour les trois premières tranches, la différence peut provenir du fait que nous négligeons d'éventuelles émissions hors équilibre [Qu 93], ce qui a pour effet de sur-estimer le nombre de neutrons émis par le QP avant fission. Elle peut également avoir pour origine l'incertitude sur les vitesses ou peut aussi être due au fait que nous prenons pour M_n la valeur moyenne de la fenêtre considérée. La dernière fenêtre de neutrons donne une énergie d'excitation ainsi qu'une énergie des neutrons beaucoup plus grandes, ce qui pourrait montrer à nouveau que toute l'énergie d'excitation n'est plus dissipée uniquement par les neutrons (rappelons également que pour cette fenêtre, les valeurs sont uniquement données à titre indicatif, les barres d'erreurs étant certainement plus grandes et le traitement n'est probablement plus correct). Dans cette région de masse, l'émission de neutrons supplémentaires par les fragments de fission peut être considérée comme négligeable [VdB 73]

II-4. Estimation des sections efficaces

Pour déterminer les sections efficaces, il faut connaître la distribution complète $d\sigma/d\Omega$ pour chaque fragment. En annexe III, nous donnons les expressions nécessaires aux calculs des sections efficaces, en particulier les formules de passage du référentiel lié à un noyau en mouvement vers le référentiel du laboratoire.

Pour calculer la section efficace totale d'émission d'un fragment pour une fenêtre de multiplicité de neutrons, nous allons opérer de la façon suivante, schématisée sur la figure 54. Dans un premier temps, nous définissons donc une zone dans le plan $V_{//}$ - V_{\perp} dans laquelle les anneaux de fission sont clairement identifiés : cette zone est constituée de l'espace compris entre les vitesses $0.7V_{ff}^{moy} < V_{ff}$ et $V_{ff} < 1.3 V_{ff}^{moy}$ et pour les angles supérieurs à 9° (nous enlevons les deux premiers angles de l'hodoscope).

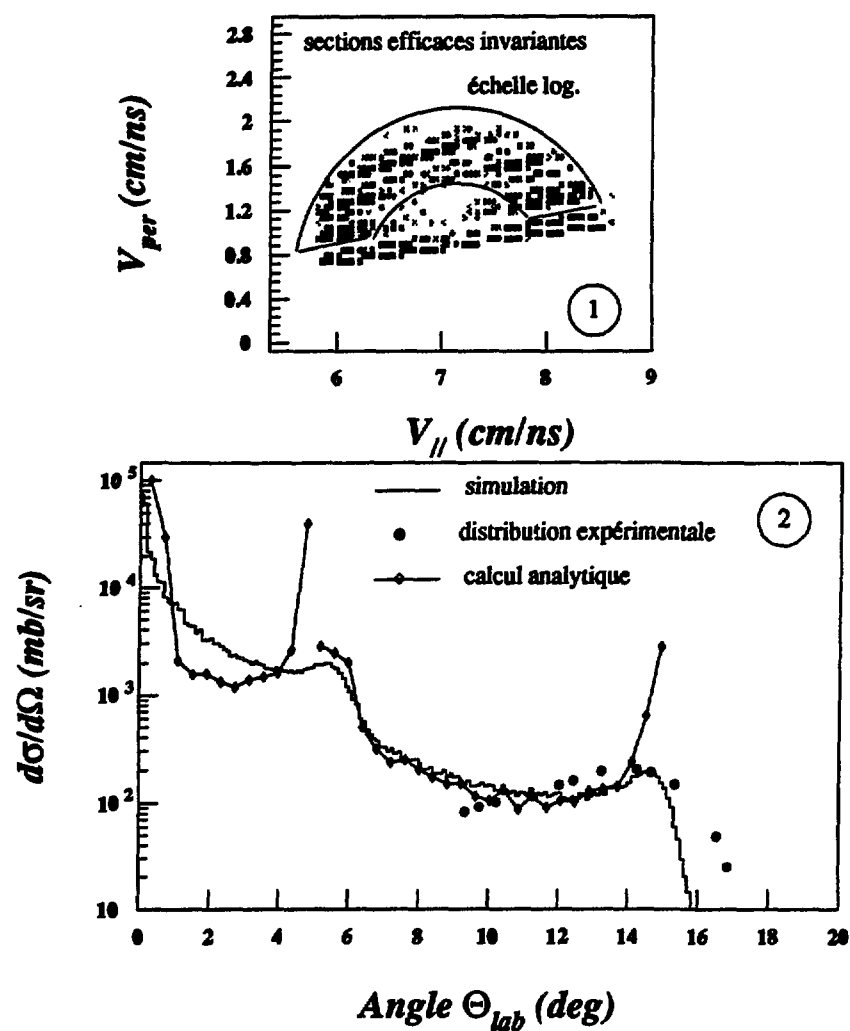
Pour un fragment donné et une fenêtre en neutrons donnée, nous calculons alors analytiquement la distribution $d\sigma/d\Omega$ dans le laboratoire en supposant une distribution angulaire isotrope des fragments dans le référentiel du quasi-projectile et dans le plan de réaction ; pour faire ce calcul, nous devons faire l'hypothèse de la fission d'un quasi-projectile de grand spin parfaitement aligné perpendiculairement au plan de la réaction. Les vitesses et les angles du QP sont les valeurs moyennes calculées précédemment pour chaque tranche de neutrons et sans largeur sur ces valeurs moyennes.

Pour intégrer les distributions angulaires sur tous les angles, nous prenons alors les points expérimentaux pour $\Theta > 9^\circ$. Pour les angles plus petits, nous prenons la distribution analytique normalisée à 10° .

$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \ 29 \text{ MeV/u}$

Estimation des sections efficaces pour la fission

$$Z = 37, \ 24 < M_n < 35$$

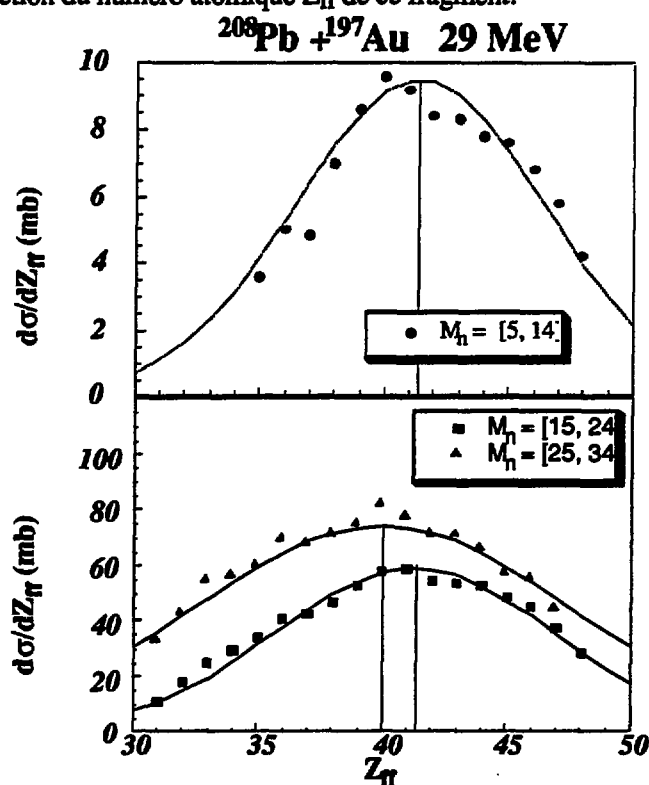


▲ FIG 54 : estimation des sections efficaces pour la fission ;

① sélection des angles $\Theta > 9^\circ$

② distributions angulaires expérimentales, calculées ou résultant de simulations (voir texte)

Sur la figure 54, nous avons reporté la distribution expérimentale (ronds noirs) et la distribution calculée de façon analytique (losanges). Les discontinuités observées à 5° et 15° sur cette dernière courbe s'expliquent par l'absence de largeur sur la valeur moyenne de la vitesse des fragments. De plus, nous avons reporté une courbe obtenue à partir des simulations qui seront développées dans le chapitre III, les hypothèses étant les mêmes que pour le calcul analytique. Nous voyons que les courbes simulées et analytiques sont en bon accord. Les sections efficaces intégrées à partir des courbes analytiques ou à partir des simulations sont en accord à 20% près ; le désaccord peut s'expliquer par l'introduction de largeurs sur les distributions en vitesses dans les simulations (voir le chapitre III), largeurs qui ne sont pas introduites dans le calcul analytique. Les sections efficaces de production d'un fragment de fission que nous obtenons sont représentées sur la figure 55 en fonction du numéro atomique Z_{ff} de ce fragment :



▲ Fig 55 : section efficace de production des fragments de fission

Nous voyons que les sections efficaces de production des fragments se distribuent sur des courbes d'allures gaussiennes. Nous avons donc ajusté des gaussiennes sur nos points expérimentaux. Leurs valeurs moyennes sont indiquées par les lignes continues. Le tableau suivant donne les valeurs des paramètres des gaussiennes, les sections efficaces intégrées sur tous les fragments pour lesquels nous avons pu mesurer les distributions angulaires, et enfin l'intégration des gaussiennes pour $1 < Z_{ff} < 82$, et pour les trois premières fenêtres :

	$\langle Z_{ff} \rangle$	écart type	$\sigma_{tot, exp} \text{ (mb)}$	$\sigma_{tot} \text{ (mb)}$ intégration sur les gaussiennes pour $1 < Z < 82$
$4 < M_n < 15$	41.4	5	113	130
$14 < M_n < 25$	41.0	5.6	783	880
$24 < M_n < 35$	40.0	7	1011	1300

Les valeurs moyennes de Z_{ff} sont proches de 41, c'est-à-dire la moitié du Z du plomb). La forme des distributions en Z des fragments est gaussienne. Ces deux éléments sont des preuves que nous avons bien affaire à une fission binaire du quasi-projectile. Ce Z moyen ne change pratiquement pas avec M_n (ou avec l'énergie d'excitation), ce qui est en accord avec les conclusions de Charity et al [Ch 91] qui ont montré pour le système Mo+Mo que la masse moyenne observée du quasi-projectile restait quasiment constante en fonction de la dissipation en énergie. La dissipation croissante se traduit ici par une augmentation du nombre de neutrons émis, et éventuellement par l'émission de particules légères chargées comme semble le montrer la décroissance en Z du fragment qui fissionne. Il faut toutefois rester prudent, car les sections efficaces que nous obtenons sont données avec une précision relativement mauvaise. En effet, nous voyons sur la figure 52 qu'expérimentalement nous n'observons pas une partie importante de la section efficace qui correspond aux petits angles. Notre estimation des sections efficaces totales dépend des hypothèses sur le moment angulaire qui vont modifier les distributions angulaires. Selon que nous considérons les sections efficaces à partir de la simulation ou du calcul analytique, nous obtenons des différences de l'ordre de $\pm 20\%$. Cette incertitude pourrait également venir modifier légèrement les valeurs moyennes de σ_z déterminées par les ajustements gaussiens.

Enfin, il faut rappeler qu'avec l'hodoscope, nous avons des problèmes liés aux coïncidences internes. Pour le domaine de multiplicités que nous considérons ici, nous avons vu que nous avons un défaut de comptage d'au maximum 15%, du moins pour les trois premières fenêtres. Cet ensemble d'incertitudes nous donne donc des valeurs de sections efficaces données avec environ 20% d'erreur.

Si nous considérons les trois premières fenêtres de neutrons, les valeurs totales de sections efficaces de fission que nous obtenons sont de :

- ☛ valeur obtenues à partir des fragments observés : $1900/2 = 950 \pm 190 \text{ mb}$
- ☛ valeur totale intégrée sur les gaussiennes : $2310/2 = 1155 \pm 240 \text{ mb}$

La division par deux provient du caractère binaire de la fission (deux fragments sont émis pour chaque collision menant à la fission).

Nous l'avons dit, il est difficile de séparer la fission des autres phénomènes physiques qui produisent des fragments de numéro atomique voisin de 40 dans la quatrième fenêtre en neutrons. Les valeurs obtenues précédemment sont donc des valeurs minimales de la section efficace, puisqu'elles ne tiennent pas compte de ces événements. Nous pouvons toutefois donner une estimation supérieure de la section efficace en considérant que tous les événements dans la dernière fenêtre résultent d'une fission du quasi-projectile avec une distribution isotrope dans tout l'espace. Dans cette fenêtre, nous trouvons ainsi une section efficace de fission de $445 \text{ mb} \pm 100 \text{ mb}$, ce qui nous donne une valeur maximale de la section efficace de fission :

$$\sigma_{\text{max}}^{\text{fission}} = 1650 \text{ mb} \pm 340 \text{ mb}$$

Cette section efficace représente environ 25% de la section efficace totale de réaction.

II-5 Conclusions

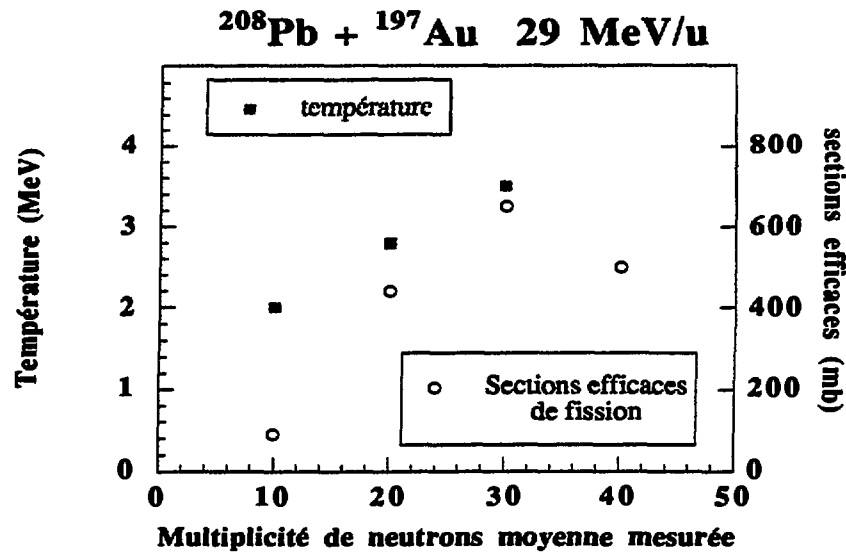
Dans ce chapitre, nous avons caractérisé la fission du quasi-projectile dans la réaction $^{208}\text{Pb}+^{197}\text{Au}$ à 29 MeV/u. L'analyse des sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//}-V_{\perp}$ nous a permis de déterminer les caractéristiques cinématiques des quasi-projectiles qui fissionnent en fonction de la multiplicité de neutrons et de déterminer des valeurs moyennes de l'énergie d'excitation dissipée. Les distributions angulaires nous ont permis de donner des valeurs maximales de la section efficace de fission. Le tableau suivant résume l'ensemble des résultats obtenus ; les températures sont calculées suivant :

$$E^* = \frac{A}{10} T^2$$

où E^* est l'énergie d'excitation, T la température et A la masse de système considéré.

	$\langle Z_{\text{QP}} \rangle$	$\langle V_{\text{QP}} \rangle$ (cm/ns)	$\langle \Theta_{\text{QP}} \rangle$ (degrés)	E^* (MeV)	E^*_{QP} (MeV)	T_{QP} (MeV)	σ_{fission} (mb)
$4 < M_n < 15$	83 ± 1	7.4	4.5	160	82	2	90
$14 < M_n < 25$	82 ± 1	7.3	5.6	320	163	2.8	440
$24 < M_n < 35$	80 ± 1	7.15	5	500	255	3.5	650
$34 < M_n < 45$		6.8		1076	550		< 500

Dans la figure 56, nous avons reporté l'évolution des sections efficaces et des température en fonction de la multiplicité de neutrons :



▲ **Fig 56** : température et sections efficaces de fission en fonction de la multiplicité de neutrons moyenne mesurée

Dans ce chapitre, nous avons pu à nouveau montrer l'intérêt du filtre multiplicité de neutrons pour sélectionner la violence de la collision. Nous voyons que cette sélection peut permettre de faire apparaître des effets assez fins, par exemple sur les vitesses, et ceci malgré les incertitudes assez grandes sur les variables. Nous avons également pu constater que l'angle de déflexion du quasi-projectile gardait des valeurs proches de l'angle d'effleurement élastique pour un domaine en perte d'énergie assez grand.

Il faut souligner que nous ne pouvons atteindre que des valeurs moyennes pour une tranche de neutrons donnée, bien que les diagrammes de Wilczynski [Wi 73] pour les systèmes symétriques montrent que plus la collision est inélastique, plus les fluctuations sont grandes, en particulier les fluctuations en masse [Ch 91]. Ces descriptions, de type basse énergie, prévoient une augmentation du temps d'interaction quand la dissipation moyenne augmente ; par conséquent, les fluctuations d'origine statistique sont plus grandes. L'augmentation de la violence de la collision augmente également l'énergie d'excitation déposée dans le système. L'augmentation de la température nucléaire tend à élargir les valeurs des observables autour de leur valeur moyenne en raison, par exemple, de l'évaporation de particules. Les fluctuations dues aux effets thermiques auront donc tendance à donner des fluctuations tant sur la vitesse du QP que sur l'angle. D'autre part, si l'on suit la description de Wilczynski, le projectile tournera de plus en plus autour de la cible pour des collisions de plus en plus inélastiques, et le temps d'interaction sera de plus en plus grand. Par conséquent, les fluctuations statistiques seront, elles aussi, de plus en plus grandes.

Nous observons une augmentation de la section efficace de fission en fonction de la multiplicité de neutrons. Cette augmentation est liée à la diminution de la barrière de fission et donc à une augmentation de la probabilité de fission avec l'excitation. Cette corrélation a été observée à basse énergie par Tanabe et al dans un domaine d'énergie d'excitation équivalent pour le système Pb+Pb [Ta 80].

Les collisions qui mènent à cette fission ressemblent, par leur caractéristiques, à des collisions très inélastiques, conformément à ce qui a été observé sur le système Mo+Mo. Toutefois, les valeurs d'énergie d'excitation que nous obtenons sont faibles : environ 1.2 MeV/A pour la tranche [24, 35]. Au delà, les fragments de fission commencent à se mélanger avec la traîne des fragments de masse intermédiaire dont la section efficace devient prépondérante dans les tranches supérieures.

La dissociation du système en fragments de masses intermédiaires se produit pour des températures faibles. Deux caractéristiques du système peuvent expliquer cette dissociation : pour un système aussi lourd que Pb+Au, nous avons des effets coulombiens très importants lors de l'interaction. De plus, de grands moments angulaires peuvent être transférés, c'est ce que nous allons voir dans le prochain chapitre.

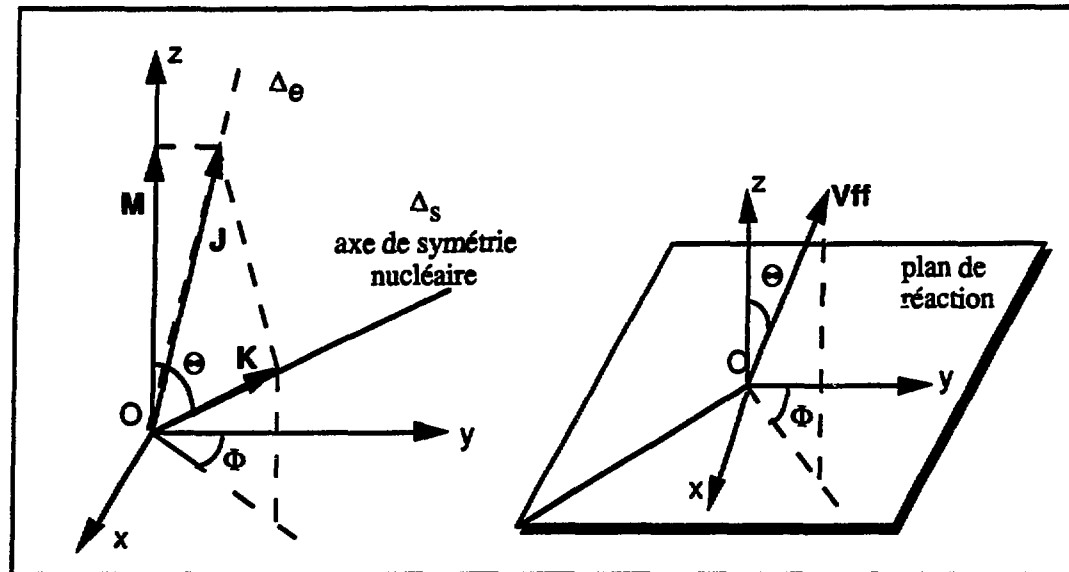
III Moment angulaire et effets d'alignement dans la fission

Dans le paragraphe précédent, nous avons extrait une série de caractéristiques pour la fission du quasi-projectile à partir des sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//}-V_{\perp}$. Cette étude est fondée sur l'observation des anneaux de fission qui apparaissent clairement sur cette représentation. Mais même si un diagramme cinématique explique bien la formation de ces cercles, cela suppose encore d'une manière implicite une autre caractéristique pour la fission. Dans ce mécanisme, la distribution de la probabilité de l'angle entre le plan des fragments et la direction du moment angulaire est piquée à 90° . Nous donnerons un exemple de cette distribution un peu plus loin. Mais l'observation des anneaux de fission suppose un transfert important de moment angulaire aux partenaires de la réaction et un alignement de ces moments angulaires transférés par rapport au plan de réaction. En effet, si, pour un moment angulaire donné, toutes les directions étaient accessibles avec une probabilité non négligeable, les cercles seraient fortement brouillés. Le but de cette partie est d'expliquer et de quantifier cette dernière affirmation. Pour ce faire, nous donnerons d'abord quelques éléments théoriques essentiels à propos des distributions angulaires de fission, puis nous appliquerons ces résultats à nos données expérimentales au moyen de simulations. Nous discuterons alors les résultats obtenus.

III-1 Contexte théorique

La théorie de la transition d'état date des années 30 et a été appliquée à la fission nucléaire par Bohr et Wheeler dans le cadre du modèle de la goutte liquide. L'idée de base est que, dans une certaine configuration de transition, la distribution angulaire de fission est fixée autour de l'axe de symétrie nucléaire. C'est le long de cet axe de symétrie, Δ_s , que se déroule la fission. L'orientation de cet axe par rapport à la direction du moment angulaire J , ainsi que toutes les grandeurs qui lui sont associées, sont donnés par un traitement statistique. La conservation du moment angulaire J fixe un axe Δ_e dans l'espace et impose des contraintes sur la projection M de J sur cet axe.

Le traitement quantique conduit à définir trois nombres quantiques : J , M et K où K est la projection de J sur l'axe de symétrie Δ_s . La figure 57 donne une représentation géométrique de la fission. Les nombres J et M sont conservés tout au long du processus de fission. Par contre, K ne l'est pas. Entre le moment où le noyau qui va fissionner est formé dans la réaction et le moment où il atteint le point selle, il subit de nombreuses variations de formes par vibrations ou oscillations.



▲ FIG 57 : définitions géométriques des grandeurs utilisées dans la description du phénomène de fission

La valeur initiale de K est donc très différente de la valeur au point selle. Au delà de ce point, lorsque le noyau atteint la déformation qui mène à la transition d'état, on suppose que le mécanisme est dicté par la répulsion coulombienne et on postule alors que K devient un bon nombre quantique.

Soit Oz une direction privilégiée de l'espace. Si Θ est l'angle entre l'axe Oz et l'axe le long duquel se déroule la fission (Δ_s), on définit alors une fonction de probabilité $P_{MK}^J(\Theta)$. Si V_{ff} représente la vitesse d'un fragment, la probabilité d'émettre ce fragment dans le volume défini par le domaine angulaire compris entre Θ et $\Theta + d\Theta$ vaut [Wh 63, VdB 73] :

$$\text{aire de l'anneau} : V_{ff} d\Theta * 2\pi V_{ff} \sin(\Theta)$$

$$\text{aire totale} : 4\pi V_{ff}^2$$

$$P(\Theta, J, M, K) = (2J+1) * \frac{2\pi V_{ff}^2 \sin(\Theta) d\Theta}{4\pi V_{ff}^2} * |d_{MK}^J(\Theta)|^2$$

où $d_{MK}^J(\Theta)$ est la fonction d'onde rotationnelle qui peut s'exprimer suivant la sommation [La 62] :

$$d_{MK}^J(\Theta) = \{(J+M)!(J-M)!(J+K)!(J-K)!\}^{\frac{1}{2}} \sum_l \frac{(-1)^l (\sin(\Theta/2))^{K+M+2l} (\cos(\Theta/2))^{2J-K+M-2l}}{(J-K-l)!(J+M-l)!(l+K-M)! l!}$$

on en déduit la distribution angulaire $W_{MK}^J(\Theta)$:

$$\left\{ \begin{array}{l} W_{MK}^J(\Theta) = \frac{(2J+1)}{2} |d_{MK}^J(\Theta)|^2 \\ W_{MK}^J(\Theta) = 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) \end{array} \right\}$$

La distribution angulaire dépend du moment angulaire J apporté par le projectile et de la fraction de J convertie en moment angulaire orbital entre les deux fragments, ce qui est représenté par K .

Après la collision, le noyau a reçu de l'énergie d'excitation. A. Bohr a suggéré que si cette énergie est juste assez grande pour dépasser la barrière de fission B_f , la fission peut être décrite par un nombre réduit de canaux. Toutefois, les énergies d'excitation que nous atteignons dans nos expériences sont en général bien supérieures à la barrière et sont même suffisantes pour annuler la valeur de cette barrière. Une description statistique est alors utilisée pour exprimer la densité de niveau d'énergie dans le noyau source au point selle et dans le cas classique [Va 83] :

$$\rho(E^*, J, K) \propto \exp\left(\frac{E^* - B_f - E_{\text{rot}}}{T}\right)$$

E^* est l'énergie d'excitation, T la température ; l'énergie de rotation E_{rot} dépend de J et de K et vaut :

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2I_{\perp}} (J^2 - K^2) + \frac{\hbar^2}{2I_{\parallel}} K^2$$

I_{\perp} et I_{\parallel} sont les composantes du moment d'inertie du noyau suivant des directions respectivement perpendiculaire et parallèle à l'axe de symétrie.

En posant :

$$\frac{1}{I_{\text{eff}}} = \frac{1}{I_{\parallel}} - \frac{1}{I_{\perp}} \quad \text{et} \quad K_0^2 = \frac{T I_{\text{eff}}}{\hbar^2} \quad (\text{eq. III-1})$$

on obtient :

$$\rho(J, K) \propto \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right)$$

La distribution angulaire se déduit de ρ suivant (K est ici l'analogie classique du nombre quantique K) :

$$W_M^K(\Theta) = \int_0^{E^*} dE \int_0^J \rho(E, K) P(\Theta, M, K) dK$$

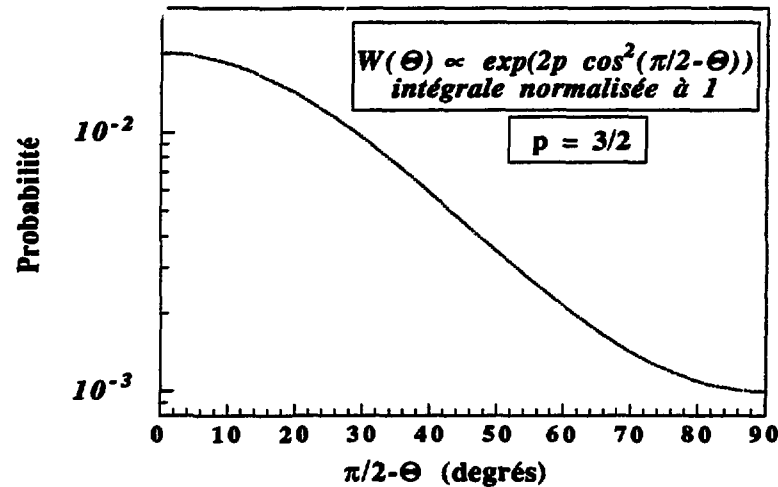
Lorsque l'on étudie ces problèmes de distributions angulaires dans la fission, on distingue généralement les deux cas physiques extrêmes suivants :

- ☛ alignement parfait des moments angulaires ($M = J$), expérimentalement, cela correspond également à une bonne définition du plan de la réaction ; dans ce cas, l'axe privilégié Oz est alors perpendiculaire au plan de réaction ;
- ☛ J est distribué uniformément dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau ($M = 0$) : expérimentalement, cela correspond à une indétermination du plan de la réaction ; l'axe privilégié Oz est alors l'axe du faisceau.

Dans les simulations que nous allons faire par la suite, nous allons fixer une direction de recul du quasi-projectile primaire et, par conséquent, fixer le plan de réaction. Nous sommes donc manifestement dans le premier cas pour lequel on obtient :

$$W_{M=J}^K(\Theta) \propto \exp(2p \cos^2(\frac{\pi}{2} - \Theta)) \quad \text{avec } p = \left(\frac{I}{2K_0}\right)^2 \text{ et } \cos(\frac{\pi}{2} - \Theta) = \frac{K}{J} \quad (\text{eq. III-2})$$

Un exemple de cette distribution est donné dans la figure 58 avec $p = 3/2$



▲FIG 58 : fonction de probabilité de la distribution hors plan

Nous allons maintenant utiliser cette distribution pour essayer de tirer des informations quantitatives sur les moments angulaires mis en jeu dans la réaction.

III-2 simulation des effets de moment angulaire et d'alignement

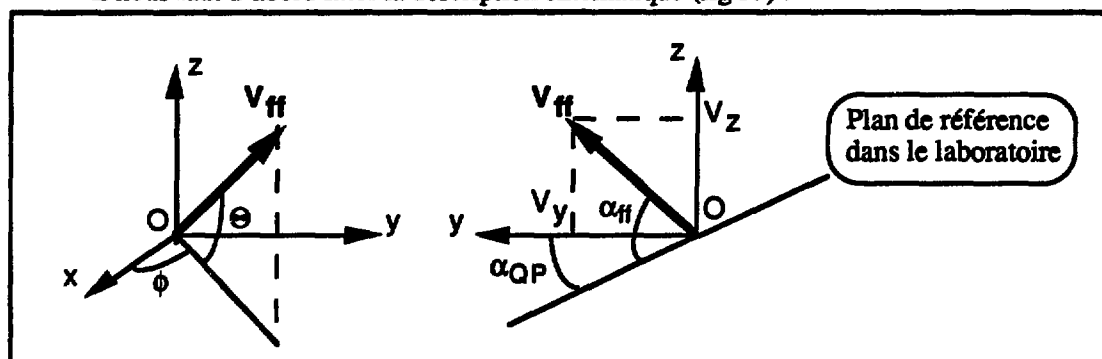
Nous venons de rappeler quelques éléments qui montrent que les effets d'alignement et la valeur du moment angulaire sont accessibles expérimentalement au moyen des distributions angulaires des fragments. Dans le domaine des basses énergies [St 84], ou pour les premiers travaux qui ont été menés sur ce problème aux énergies intermédiaires [Le 92], les effets de moments angulaires dans la fission ont été analysés au moyen des corrélations entre les deux fragments de fission, ce qui permet de fixer le plan de réaction.

Dans notre cas, nous ne mesurons qu'un seul des deux fragments, ce qui ne nous permet pas, en principe, de définir le plan de réaction. Nous avons donc du simuler le mécanisme de fission d'un quasi-projectile ayant les caractéristiques déterminées dans le paragraphe II, pour les différentes tranches en multiplicité de neutrons.

Notre but est de reconstruire les distributions de sections efficaces invariantes. Pour un fragment Z_{ff} et un domaine d'énergies d'excitation du quasi-projectile primaire (ou de multiplicités de neutrons), nous connaissons en moyenne la vitesse du quasi-projectile, sa direction et la vitesse du fragment dans le référentiel du QP. Il nous faut donc calculer la vitesse et la direction résultantes dans le laboratoire, puis regarder si ce fragment arrive dans un détecteur placé à un angle θ et d'angle solide $d\omega$.

Pour une collision donnée, le plan de réaction est fixé par l'axe du faisceau et la direction du quasi-projectile. Nous avons fait l'hypothèse suivante : si le moment angulaire n'est pas orthogonal au plan de réaction, sa direction se trouvera toujours dans un plan perpendiculaire à la direction du faisceau. Steckmeyer et al [St 84] ont vérifié cette hypothèse aux basses énergies. Cette hypothèse pourrait ne pas être totalement vérifiée pour de grandes énergies d'excitation où le quasi-projectile évapore un grand nombre de particules avant de fissionner.

Il nous faut d'abord fixer la description cinématique (fig 59) :



▲ FIG 59 : définition des grandeurs cinématiques utilisées dans les simulations

On considère deux fragments de fission (FF1 et FF2) provenant d'un quasi-projectile. Ces deux fragments sont émis à 180° dans le référentiel du QP. On suppose un alignement parfait. Le QP a une vitesse $V_{QP}^{(1)}$ dont la direction fait un angle θ_{QP} avec l'axe du faisceau. Le fragment FF1 est émis avec une vitesse V_{ff} dans le référentiel du QP et a une vitesse résultante V_{lab} dans le laboratoire. L'espace du laboratoire est rapporté à un référentiel arbitraire (O, x, y_{lab}, z_{lab}), la direction Ox étant celle du faisceau et le plan (Ox, Oy_{lab}) est le plan horizontal. La direction du QP et celle du faisceau définissent le plan de réaction pour lequel nous définissons le référentiel (O, x, y, z), Oz étant la normale à ce plan. Ce plan (P_r) fait un angle α_{QP} avec le plan horizontal, pris comme référence.

Appelons Θ l'angle entre la direction du fragment FF₁ et le plan de réaction ; appelons ϕ l'angle entre la projection de la direction des fragments sur le plan de réaction et la direction du faisceau (figure 59). Nous pouvons définir la vitesse du fragment dans le référentiel lié au plan de réaction :

$$\begin{aligned} V_x &= V_s \cos(\theta_{QP}) + V_{ff} \cos(\phi) \cos(\Theta) \\ V_y &= V_s \sin(\theta_{QP}) + V_{ff} \sin(\phi) \\ V_z &= V_{ff} \cos(\phi) \sin(\Theta) \end{aligned}$$

la vitesse V est donnée par :

$$V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}$$

Dans le laboratoire, nous pouvons donc écrire

$$\begin{aligned} V_{x, lab} &= V_x \\ \begin{pmatrix} V_{y, lab} \\ V_{z, lab} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} V_y \\ V_z \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \cos(\alpha_{ff}) & \cos(\alpha_{ff}) \\ \cos(\alpha_{ff}) & \cos(\alpha_{ff}) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{eq III-3})$$

avec $\alpha_{ff} = \alpha_{QP} + \text{Arctg}(V_z/V_y)$

Introduisons maintenant un désalignement du moment angulaire : l'angle de désalignement Θ_d entre J et Oz ne sera plus nul.

Pour simuler un effet de désalignement du moment angulaire, nous avons remplacé V_y et V_z dans les équations III-3 par V'_y et V'_z correspondant à une transformation par rotation du moment angulaire d'un angle Θ_d :

(1) Les paramètres notés en gras représentent des vecteurs

$$\begin{pmatrix} V'_y \\ V'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Theta_d) & \sin(\Theta_d) \\ -\sin(\Theta_d) & \cos(\Theta_d) \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} V_y \\ V_z \end{pmatrix}$$

Nos simulations s'appuient sur ces équations ; elles sont réalisées de la façon suivante : pour un cas expérimental donné, c'est-à-dire pour un Z_{ff} et une multiplicité de neutrons donnés, nous entrons d'abord les paramètres suivants :

- ☛ la vitesse du QP primaire (V_{QP})
- ☛ l'angle de déflexion du QP : θ_{QP}
- ☛ la vitesse moyenne d'un fragment de fission V_{ff}
- ☛ le paramètre $p = J^2/2K_0^2$

Nous effectuons ensuite des tirages Monte-Carlo sur :

- ☛ la fluctuation sur la vitesse moyenne des fragments de fission : tirage gaussien de valeur moyenne V_{ff} avec une largeur de 30% [☛ Ne 66]
- ☛ la distribution angulaire $d\sigma/d\phi$: tirage uniforme pour $0 \leq \phi \leq 2*\pi$ pondéré par le facteur $1/\sin(\phi)$
- ☛ l'angle α_{QP} défini plus haut : tirage uniforme pour $0 \leq \alpha_{QP} \leq \pi$
- ☛ l'angle hors plan Θ : pour ce dernier tirage, nous avons fait l'hypothèse d'un alignement du spin, donc J se trouve toujours dans le plan orthogonal à Ox . La distribution de probabilité de Θ s'écrit donc, d'après l'équation III-2 (attention, Θ correspond ici à la définition de la figure 59 en non plus à celle de la figure 57) :

$$W(\Theta) = \frac{\exp\left(-\frac{J^2}{2K_0^2} \cos^2(\Theta)\right)}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp\left(-\frac{J^2}{2K_0^2} \cos^2(\Theta)\right) d\Theta}$$

Pour chaque fission simulée, on obtient en sortie la vitesse d'un fragment de fission dans le laboratoire ainsi que sa direction. Notre but étant de comparer les simulations à nos résultats expérimentaux, il nous faut introduire les effets de l'hodoscope en tenant compte de sa géométrie. La première étape consiste à obtenir les distributions pour tous les angles dans le laboratoire. Dans un deuxième temps, nous avons introduit les seuils géométriques imposés par l'hodoscope ainsi que les seuils en vitesses, ce que nous intitulerons "filtre expérimental". L'effet de l'introduction du filtre expérimental a été montré sur la figure 52 présentée dans le chapitre précédent. Ce sont les simulations filtrées par le dispositif expérimental que nous comparerons à l'expérience.

III-3 résultats de la simulation

Nous allons comparer les simulations et les résultats expérimentaux pour la fission présentés dans le chapitre II. Nous allons donc utiliser comme données les vitesses, les angles de déflexion et les températures des quasi-projectiles déduits en moyenne pour différentes tranches de multiplicité de neutrons ; ces données ont été résumées dans le tableau donné en conclusion du chapitre II. La vitesse des fragments de fission a été prise sur la figure 49.

Nous allons maintenant essayer d'estimer des valeurs de moments angulaires et de montrer l'influence de l'angle de désalignement. La valeur du moment angulaire intervient dans la fonction de probabilité de la distribution angulaire dans le facteur p donné par l'équation III-2.

$$p = \frac{J^2}{2 K_0^2}$$

a) simulations sans fluctuation

Fixons un alignement parfait ($\Theta_d = 0^\circ$) pour essayer de donner des valeurs quantitatives minimales pour le moment angulaire. Pour ce faire, nous allons comparer l'expérience aux simulations réalisées pour différentes valeurs de p . La figure 60 montre les résultats des simulations sous forme de sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//}-V_{\perp}$, pour $0 < p < 8$, par pas de 2, et les distributions expérimentales, pour $Z = 40$ et pour la deuxième fenêtre en multiplicité. Pour un paramètre K_0 fixé, l'augmentation de p correspond à une augmentation du moment angulaire. Il semble que des valeurs de p supérieures à 2 reproduisent nos données.

Pour estimer le paramètre p qui se rapproche le plus de l'expérience, nous avons porté dans la partie b de la figure 60 la somme S des sections efficaces invariantes calculées ou mesurées pour des angles supérieurs à 9° afin de s'affranchir des composantes à faibles angles qui viennent combler les vallées visibles sur ces spectres. Cette distribution présente deux composantes, une à faibles vitesses et l'autre à grande vitesse séparées par un creux plus ou moins marqué en fonction de p .

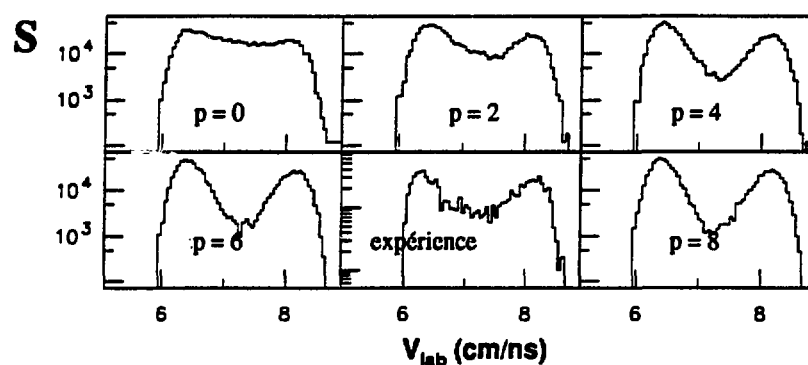
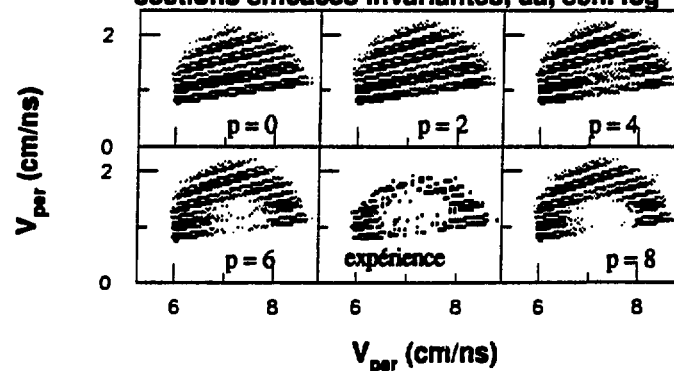
$$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \text{ } 29 \text{ MeV/u}$$

$$Z = 40 \quad 14 < M_n < 25$$

simulation des effets de moment angulaire

$$V_s = 7.3 \text{ cm/ns}, \Theta_s = 5.6^\circ, V_{ff}^{moy} = 1.2 \text{ cm/ns}$$

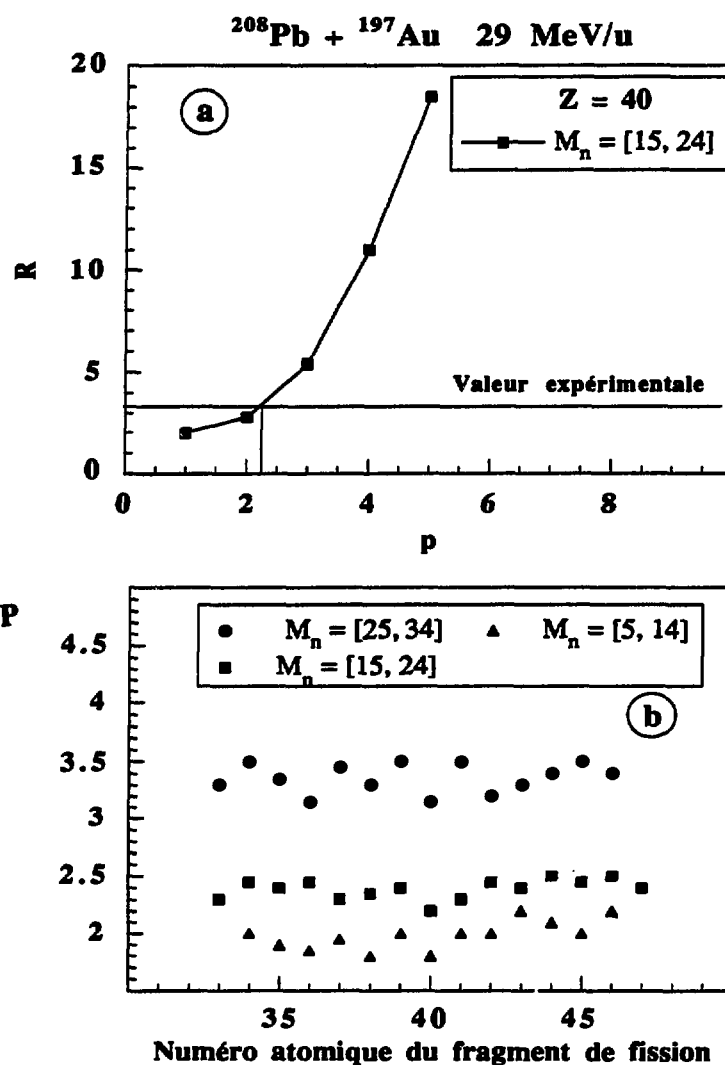
sections efficaces invariantes, ua, ech. log



▲ **FIG 60** : simulation des effets de moment angulaire pour $Z = 40$ et $14 < M_n < 25$ pour différentes valeurs du facteur $p = J^2/2K_0^2$. Les spectres du haut montrent les sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//} - V_{\perp}$; les spectres du bas montrent la somme S des sections efficaces invariantes calculées ou mesurées pour des angles supérieurs à 9°

Comme la composante à faible vitesse est coupée par le seuil expérimental, nous allons estimer la valeur de p la plus adaptée à reproduire nos résultats à partir du rapport R entre les valeurs de S prise au maximum de la composante à haute vitesse et la valeur de S prise au minimum de la vallée :

$$R = \frac{S_{\max}}{S_{\min}}$$



▲ Fig 61 : estimation du paramètre p (en haut) ; Les valeurs de p sont données en fonction de Z_{ff} et de la fenêtre en multiplicité de neutrons (en bas)

La figure 61-a montre l'évolution de ce rapport R en fonction de p pour un $Z = 40$ et pour la fenêtre en multiplicité [15, 24] ; la valeur du rapport R mesuré est indiqué par la ligne continue horizontale, les incertitudes sur cette valeur sont faibles. L'intersection de la courbe calculée et de la valeur expérimentale nous donne la valeur de p qui représente le mieux la distribution mesurée. La partie b de la figure montre la détermination de ce p pour l'ensemble des Z de fission et pour les trois fenêtres en multiplicités pour lesquelles apparaissent des anneaux. Nous constatons que, pour une fenêtre en neutrons donnée, nous obtenons une valeur constante de p , avec une incertitude maximale de l'ordre de 10%. Cette valeur de p croît pour des multiplicités croissantes.

Pour passer des valeurs de p à celles des moments angulaires, il nous faut connaître le paramètre K_0 . Par définition, on a :

$$K_0^2 = \frac{T I_{eff}}{h^2}$$

La valeur de K_0 dépend de la température T au point selle (Eq III-1). Hilscher et al ont mesuré la multiplicité de neutrons associées à la fission du noyau composé dans les systèmes $^{144}\text{Sm} + ^{32}\text{S}$ et $^{154}\text{Sm} + ^{32}\text{S}$ jusqu'à des énergies d'excitation de 500 à 600 MeV [☞ Hi 89]. Ils ont constaté que l'énergie d'excitation au point de scission est quasi indépendante de l'énergie d'excitation primaire et prend une valeur d'environ 60 MeV. Ces valeurs correspondent à des systèmes composites de masse voisine de 180 et se rapprochent des valeurs mises en jeu ici.

Pour estimer K_0 , des calculs du type goutte liquide [☞ Co 74, Si 86] ont été effectués [☞ Sc 90] sur le plomb (^{208}Pb et ^{185}Pb). Pour une température comprise entre 1 et 2 MeV, on obtient des valeurs de K_0^2 comprises entre 70 et 140. Dyer et al [☞ Dy 79] ont réalisé une systématique à partir de données expérimentales pour des Z compris entre 81 et 85 et ont proposé une paramétrisation de K_0^2 :

$$K_0^2 = 13,6 \sqrt{E^* - B_{ff}}$$

où E^* est l'énergie d'excitation et B_{ff} la barrière de fission. Avec une barrière de fission de 15 MeV et une énergie d'excitation de 60 MeV, nous obtenons une valeur de K_0^2 de 90. Ces deux évaluations sont en accord, et nous avons donc pris une valeur moyenne de K_0^2 de 100 pour estimer la valeur minimale de J déduit des simulations sans fluctuation.

L'erreur que nous commençons sur le moment angulaire avec cette évaluation est proportionnelle à K_0^2 ; le choix d'une valeur constante de $K_0^2 = 100$ en fonction de la température influence peu l'évolution de J_{min} , valeur minimale du moment angulaire ainsi déduite. Une discussion plus approfondie de l'influence de K_0 sur les conclusions sera faite au chapitre III-3.

Nous obtenons les valeurs données dans le tableau suivant :

	$4 < M_n < 15$	$14 < M_n < 25$	$24 < M_n < 35$
E^*	82 MeV	165 MeV	255 MeV
K_0^2	$K_0^2 = 100 \hbar$		
sans fluctuation	$p = 2$ $J_{\min} = 20 \hbar$	$p = 2.5$ $J_{\min} = 22 \hbar$	$p = 3.4$ $J_{\min} = 26 \hbar$

b) simulations avec fluctuations

Jusqu'à présent, nous avons utilisé comme données pour les simulations les valeurs moyennes observées expérimentalement pour une tranche de multiplicité de neutrons. Pour ce type de réactions, de grandes fluctuations autour des valeurs moyennes sont attendues [Le 91, Le 93]. Pour essayer d'estimer l'influence de ces fluctuations sur les valeurs de p extraites, nous avons repris les simulations en faisant fluctuer à tour de rôle de façon gaussienne la valeur de V_{QP} et celle de Θ_{QP} . Ces fluctuations ne sont certainement pas indépendantes physiquement : par exemple, une déflexion de plus en plus importante du quasi-projectile s'accompagne d'une variation de sa vitesse et de son énergie d'excitation, donc de sa température. Mais notre but ici est de définir la sensibilité de chacun de ces paramètres sur l'estimation du moment angulaire.

Mais quelles valeurs adopter pour ces fluctuations ?

Nous avons estimé les caractéristiques du quasi-projectile primaire pour des fenêtres en multiplicités de neutrons. Si nous avions pu sélectionner des fenêtres très étroites en neutrons, nous aurions obtenu une évolution continue de la vitesse du quasi-projectile. Mais ni la statistique obtenue lors de l'expérience, ni l'efficacité de notre détection de neutrons ne le permettent. Pour tenir compte de cette largeur à l'intérieur d'une fenêtre de multiplicité de neutrons, nous avons refait nos simulations en donnant au quasi-projectile primaire une distribution gaussienne en vitesse autour de sa valeur moyenne, avec un écart-type $\sigma_{V(QP)}$ de 0.2 cm/ns, puis 0.35 cm/ns. Ce $\sigma_{V(QP)}$ est déjà bien supérieur à la différence de vitesse moyenne d'une tranche de multiplicité à l'autre, mais nous verrons que la principale cause d'augmentation du moment angulaire réside dans les fluctuations sur l'angle de déflexion. Pour estimer la largeur de l'angle de la distribution des angles de déflexion pour une tranche de multiplicité, nous nous sommes fondés sur les résultats de Lecolley et al [Le 93] obtenus sur le même système et donnant, pour les collisions les plus périphériques, une largeur à mi-hauteur de la distribution des angles dans le centre de masse voisine de 9° , soit environ 4° dans le laboratoire ; nous avons introduit successivement dans nos simulations une distribution gaussienne des angles de déflexion dans le laboratoire avec un σ de 1° puis avec un σ de 2° , ce qui correspond à la mesure de Lecolley et al.

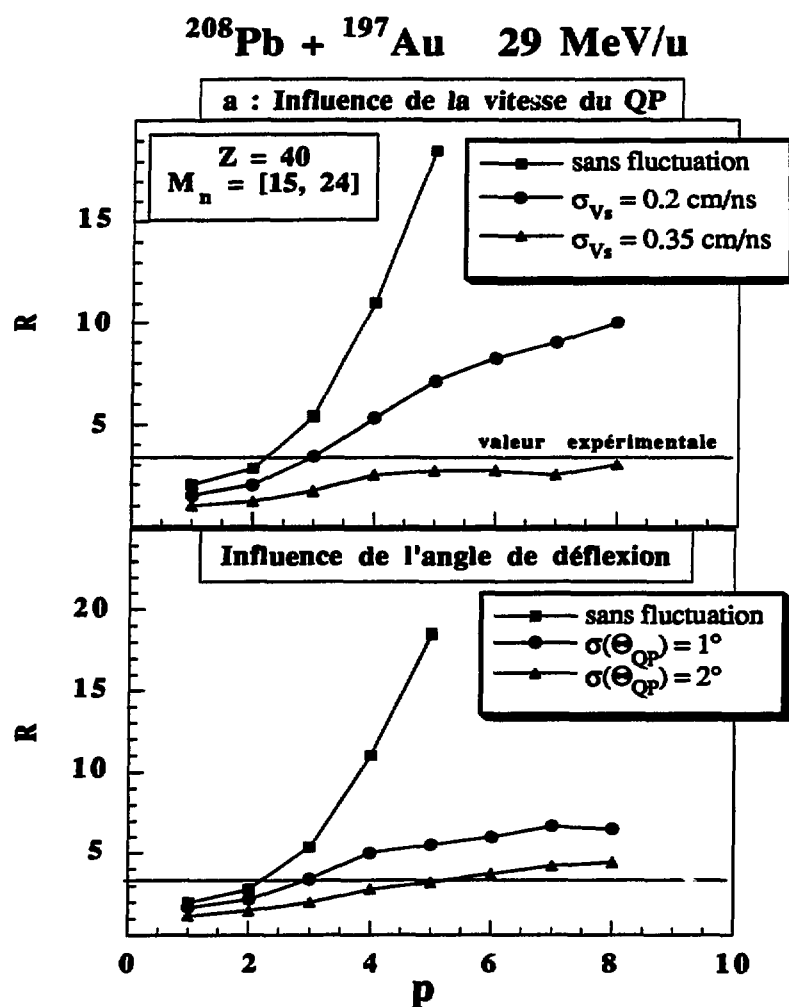
Les fluctuations les plus difficiles à estimer sont celles liées à la forme du noyau fissionnant et à sa température. Elles sont regroupées dans le paramètre K_0 , donc dans le paramètre p , et ne sont surement pas indépendantes des valeurs de la vitesse et de l'angle de déflexion du quasi-projectile. La valeur de K_0 sera discutée au paragraphe III-3.

Les fluctuations sont corrélées et leurs effets ne peuvent pas être ajoutés. Nous ne retiendrons donc que la valeur maximale de p qui résulte de chacune des simulations faites indépendamment.

La figure 62 présente le rapport R en fonction de p calculé avec et sans fluctuations de V_{QP} (a) et de Θ_{QP} (b) pour différentes valeurs de fluctuations. Les largeurs sur les caractéristiques cinématiques du QP ont une grande influence : une largeur de 0.2 cm/ns sur la vitesse du quasi-projectile amène une augmentation de plus de 30% sur le paramètre p ; une largeur de 0.35 cm/ns ne permet plus de déterminer une valeur minimal de p . De la même façon, une largeur de 1° sur l'angle de déflexion amène 30% de différence sur p , une largeur de 2° amène à doubler l'estimation de p dans le cas considéré dans la figure 62. Il faut noter que tous ces effets ont toujours pour conséquence d'augmenter la valeur de p , donc également celle du moment angulaire.

Nous constatons que la largeur de la distribution des angles de déflexion a un effet beaucoup plus important pour $\sigma = 2^\circ$ que celle des vitesses pour $\sigma = 0.2$ cm/ns. Nous ne retiendrons donc que les valeurs de p obtenues avec ces fluctuations sur l'angle de déflexion, ce qui conduit au tableau ci-dessous :

	$4 < M_n < 15$	$14 < M_n < 25$	$24 < M_n < 35$
E^*	82 MeV	165 MeV	255 MeV
$K_0^2 (\hbar^2)$	$K_0^2 = 100$		
avec fluctuations	$p = 4$ $J_{\min} = 28 \hbar$	$p = 5$ $J_{\min} = 31.5 \hbar$	$p = 5.5$ $J_{\min} = 33 \hbar$



▲ **Fig 62** : Influences des fluctuations sur l'estimation du paramètre p

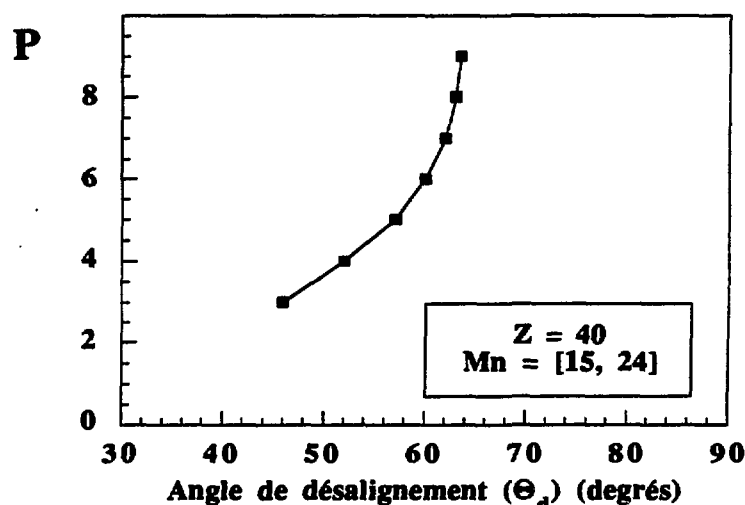
Les valeurs obtenues sont relativement faibles. Mais il s'agit ici de la composante alignée M de J obtenue avec l'hypothèse d'un alignement parfait, composante mesurée au point selle.

c) simulations avec un angle de désalignement.

Deux phénomènes peuvent venir affecter l'alignement du moment angulaire : l'interaction et la désexcitation. La zone de recouvrement entre le projectile et la cible augmente avec la violence de la collision. On met en présence de plus en plus de nucléons. Chacun des nucléons des deux noyaux a sa propre distribution dans l'espace des phases, ce qui implique des fluctuations de plus en plus grandes autour de la direction moyenne du quasi-projectile en voie de sortie. De plus, lorsque les deux noyaux se séparent, après l'interaction nucléaire, ils sont soumis à des mouvements collectifs ; les modes de rotation ou de vibration peuvent également venir perturber l'alignement du moment angulaire.

D'autre part, les particules évaporées emportent du moment angulaire. L'augmentation de la multiplicité de neutrons implique une augmentation de cette "dissipation" du moment angulaire transféré au fragment primaire. L'émission de particule va donc participer au phénomène de désalignement. L'augmentation de la violence de la collision amène donc un désalignement de plus en plus important.

Pour simuler un effet de désalignement, nous avons introduit un angle de désalignement Θ_d comme expliqué dans le paragraphe 2. Nous avons alors regardé l'influence de cet angle de désalignement sur l'estimation du paramètre p qui reproduit le mieux les distributions expérimentales. Dans la figure 63, nous avons reporté cette valeur la plus probable de p en fonction de l'angle de désalignement, sans introduire de fluctuations sur les autres paramètres. Nous voyons que l'influence du désalignement est importante et va augmenter fortement les valeurs de p calculées. Comme le désalignement ne peut qu'augmenter avec la multiplicité de neutrons, les valeurs minimales de J que nous avons données dans le paragraphe précédent vont être fortement augmentées.



▲ Fig 63 : Influence du désalignement sur l'estimation du paramètre p

III-4 discussion

La fission séquentielle qui suit une collision très inélastique a beaucoup été analysée aux basses énergies, en particulier en ce qui concerne les transferts de moment angulaire. L'étude systématique menée par Vaz et Alexander [Va 83] a montré que la théorie de la transition d'état permettait de bien décrire les distributions angulaires de la fission tant que le spin ne prend pas des valeurs trop importantes. Au delà, il semble qu'il faille prendre en considération la dépendance de la barrière de fission avec le spin.

Le transfert de moment angulaire et la dissipation en énergie sont liés et de fortes fluctuations ont été observées dans la corrélation entre ce moment angulaire et la perte d'énergie [Ha 79] ; par conséquent, le passage aux énergies intermédiaires peut permettre d'apporter de nouvelles informations sur ce problème en augmentant le domaine en énergie d'excitation. Pour l'instant, peu d'expériences ont abordé ce point. Il est donc intéressant de développer quelque peu les résultats obtenus ici.

Observons d'abord que les valeurs de moment angulaire que nous obtenons sont tout à fait compatibles avec d'autres mesures : Harrach et al [Ha 79] trouvent un transfert minimal de 40 à 45 \hbar pour le système Pb+Ni à 7.5 MeV/u, Namboodiri et al [Na 87] trouvent une valeur de 20 à 30 \hbar pour le système plus léger $^{16}\text{O}+^{154}\text{Sm}$ à 20 MeV/u ; Ieki et al [Ie 92] ont analysé les transferts de moments pour le système Ar+Bi à 26 MeV/u en fonction du Z du quasi-projectile et ont montré que la fission était issue de processus dissipatifs et que le transfert de moment angulaire pouvait atteindre de très grandes valeurs (80 \hbar). Les collisions menant à un QP proche du projectile donne des valeurs de 40 \hbar environ.

Pour calculer les valeurs de moments angulaires du tableau de la page 154, nous avons fait l'hypothèse que le noyau qui fissionne correspond au quasi-projectile dont nous avons extrait les caractéristiques dans le chapitre II. Cette hypothèse est-elle réaliste ou devons nous considérer que la fission intervient en fin de la chaîne de désexcitation, après une émission de particules d'autant plus importante que la collision a été plus violente ? Quelles seraient alors les valeurs initiales du moment angulaire et comment ces valeurs influencent-elle cette fission elle-même ?

Il nous faut d'abord essayer de nous donner une échelle de temps pour les différents phénomènes qui conduisent à l'observation finale du noyau de fission. La fission est un phénomène lent ; Hilscher et al [Hi 89] ont montré que ce mécanisme correspond à la fin de la chaîne de désexcitation jusqu'à des températures de 5 MeV, surtout si l'on considère la fission symétrique ; la fission asymétrique semble être plus rapide. Un bon ordre de grandeur des temps de fission semble être de quelques 10^{-21} s. Par contre, les temps d'émission de particules décroissent rapidement avec les températures croissantes, et peuvent même devenir équivalents aux temps de collision (env. 10^{-23} s) [Su 89]. La compétition entre évaporation et fission devient donc très importante. Si l'on regarde par exemple le temps caractéristique d'évaporation d'un neutron en fonction de la température, on trouve une décroissance exponentielle ; pour $T = 4$ MeV, ce temps est déjà plus court que le temps de fission à cette température. Rappelons que pour la fission du quasi-projectile, nous avons obtenu des températures comprises entre 1.9 et 3.7 MeV.

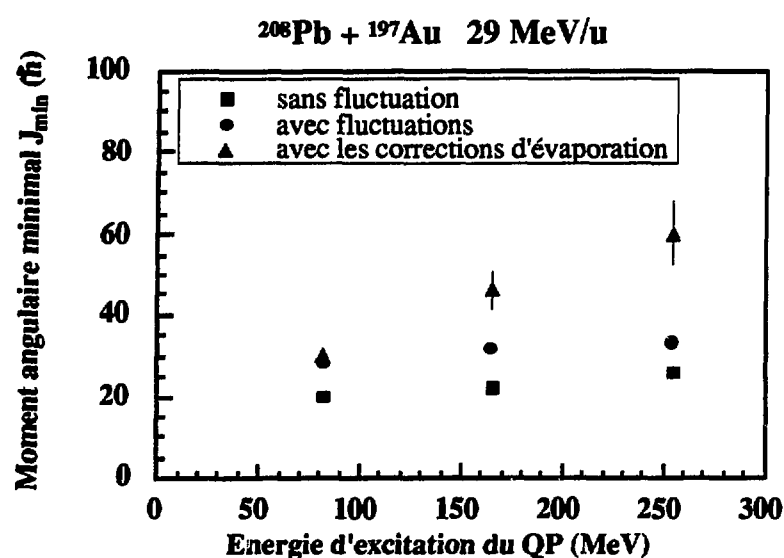
Grégoire et al [Gr 88] ont montré que le mouvement des nucléons vers le point de scission est très lent par rapport à l'évaporation. L'énergie d'excitation du noyau qui va fissionner est quasiment indépendante de l'énergie d'excitation initiale [Hi 89]. Les particules d'évaporation ont donc été émises avant d'atteindre le point de scission [Ba 80]. La détermination du moment angulaire au travers des distributions angulaires est donc un reflet de la fin de la chaîne et il faut tenir compte de tout ce qui s'est passé avant la séparation des deux fragments pour essayer de remonter au transfert initial.

Chaque particule émise emporte une partie du moment angulaire. F. Delaunay [De 90] a montré que la valeur de moment emporté par un nucléon évaporé est comprise entre 1 et $4 \hbar$ suivant le modèle qu'il utilise, avec une valeur la plus probable de $1.5 \hbar$, valeur donnée par les codes statistiques. Nous avons vu au paragraphe II que le quasi-projectile qui va fissionner conserve un Z moyen proche de celui du projectile. Nous pouvons donc négliger l'émission de particules chargées et prendre des valeurs de moment emporté par nucléon comprises entre 1 et $2 \hbar$, ce qui nous conduit à des corrections de moment angulaire importantes, comme le montre le tableau suivant :

	$4 < M_n(\text{mesurée}) < 15$	$14 < M_n(\text{mesurée}) < 24$	$24 < M_n(\text{mesurée}) < 35$
$\langle M_{nOP} \rangle$ réelle	7	15	22
M_n avant fission	2	10	17
correction de J	$2 < J_{\text{evap}} < 4$	$10 < J_{\text{evap}} < 20$	$17 < J_{\text{evap}} < 34$
J corrigé (\hbar)	$30 < J_{\text{min}} < 32$	$41 < J_{\text{min}} < 51$	$50 < J_{\text{min}} < 67$

La ligne " $\langle M_{nQP} \rangle$ réelle" correspond à la multiplicité au centre de la fenêtre, c'est-à-dire respectivement 10, 20 et 30 neutrons mesurés, corrigée de l'efficacité puis répartie entre quasi-projectile et quasi-cible en proportion de leur masse. Le nombre de neutrons émis durant la fission a été estimé d'après Hilscher et al [Hi 89]

La figure 64 résume l'ensemble des valeurs des moments angulaires obtenus par nos simulations en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile.



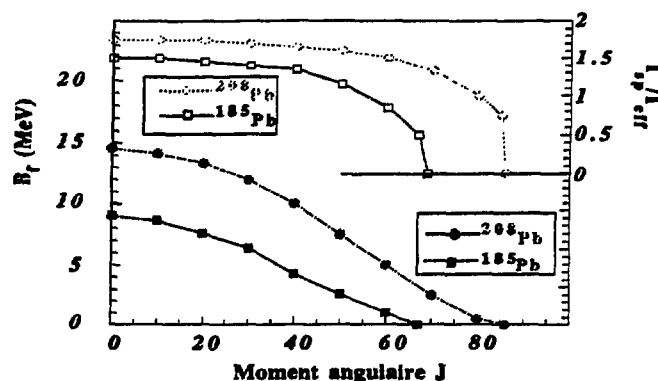
▲ **Fig 64** : valeurs minimales du moment angulaire en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile sans (carrés) et avec (ronds) l'influence des fluctuations. Les triangles donnent les valeurs minimales de J obtenues après les corrections d'évaporation.

Les valeurs de moment angulaire que nous obtenons à partir des corrections d'évaporation sont beaucoup plus importantes que celles obtenues pour la fission au point selle. Comme nous l'avons signalé en introduction de cette discussion, lorsque nous atteignons de valeurs aussi élevées du moment angulaire, il faut tenir compte de la dépendance de la barrière de fission ou de la déformation (dont dépend le facteur K_0 à travers le moment d'inertie I_{eff}) avec J.

Des calculs du type goutte liquide [Co 74, Si 86] ont été effectués [Sc 90] sur le plomb (^{208}Pb et ^{185}Pb) pour calculer la dépendance de la barrière de fission B_f et de I_{eff} avec le moment angulaire. Ils sont donnés dans la figure 65.

L'augmentation de l'évaporation a deux effets : d'une part, le noyau de fission perd de la masse, d'autre part, la quantité de moment angulaire emporté par les particules évaporées augmente. Cette double évolution a la même conséquence sur la barrière de fission : celle-ci diminue et s'annule même pour une valeur comprise entre 67 et 87 \hbar suivant la masse du plomb, valeur que nous pourrions atteindre dans notre système.

De plus, l'augmentation de J entraîne une diminution du rapport des moments d'inertie $I_{\text{sphérique}}$ et I_{effectif} . K_0 est proportionnel à la température et inversement proportionnel à ce rapport. Donc, plus J prend de grandes valeurs, plus K_0 augmente... et plus nous trouverons de grandes valeurs de J !!



▲ **Fig 65** : calcul de la barrière de fission et du rapport entre le moment d'inertie du noyau sphérique et le moment d'inertie du noyau fissionnant en fonction du moment angulaire J . Ces calculs [Sc 90] sont fondés sur le modèle de la goutte liquide [Co 74].

En résumé, les mesures des distributions angulaires des fragments de fission ne permettent d'atteindre que des valeurs minimales du moment angulaire transféré, à cause du désalignement de ce moment angulaire, à cause de l'évaporation précédant la fission et enfin à cause de la mauvaise estimation du K_0 . Les distributions angulaires hors plan des particules évaporées, principalement les particules alpha ou les fragments de masse intermédiaire, devraient permettre des mesures plus précises des moments angulaires transférés. Malgré ces incertitudes, nous constatons que le moment angulaire estimé augmente avec la multiplicité de neutrons mesurée, donc en première approximation quand le paramètre d'impact décroît. Le moment angulaire total dans la voie d'entrée passant de $1700 \hbar$ pour les collisions les plus périphériques à $0 \hbar$ pour $b = 0$ fm, nous pouvons nous attendre à ce que le spin des partenaires passe par un maximum, de valeur bien supérieure aux $60 \hbar$ que nous estimons à partir de la fission du quasi-projectile, d'autant plus que l'évaporation des particules chargées pourrait stabiliser les noyaux par rapport à la fission [Ga 92].

161 / 162

D

**CALCULS DYNAMIQUES
DE TYPE LANDAU-VLASOV**

Le but de la science est de prévoir, et non, comme on l'a dit souvent, de comprendre

Pierre Lecomte de Nouy

Lors de la collision de deux noyaux, la matière nucléaire est soumise à différentes forces ; les noyaux se retrouvent dans des états hors-équilibre et subissent de nombreux phénomènes : excitation des états collectifs, excitation thermique, évaporation de particules, voire fragmentation. Les méthodes théoriques essaient alors de trouver l'évolution de la distribution de l'espace des phases à un corps sous l'influence d'un champ moyen régi par une interaction à deux corps et de comprendre la transition entre le domaine des basses énergies et le domaine des hautes énergies.

Aux énergies intermédiaires, certains effets quantiques (effets de couche ou d'appariement) sont faibles et des approches semi-classiques ont été développées pour étudier les effets réciproques du champ moyen et des collisions individuelles entre nucléons. Pour calculer les effets de champ moyen, des calculs de type Hartree-Fock sont utilisés. Plusieurs méthodes ont été proposées : la première consiste à utiliser des potentiels doux et un développement de Goldstone [Ke 66]. La deuxième consiste à utiliser un développement de Brueckner-Goldstone et des interactions répulsives à courte portée [Da 69]. La troisième se réfère à l'utilisation d'interactions effectives comme par exemple l'interaction de Skyrme [Va 72]. La méthode de type Hartree Fock tronquée à l'ordre deux en \hbar donne l'équation dite de Vlasov. L'introduction des collisions individuelles nucléons-nucléons dans des modèles comme TDHF (*Time Dependant Hartree-Fock*) est un problème très difficile à traiter numériquement. C'est la raison pour laquelle on a recours à des approximations semi-classiques ou à l'équation de Vlasov. A celle-ci, qui décrit le champ moyen, s'ajoute un terme de collision dit de Uehling-Uhlenbeck conduisant à l'équation de Landau-Vlasov qui décrit l'évolution temporelle des distributions de probabilité de l'espace des phases :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \{f, H\} = I_{\text{coll}} \quad \text{équation de Landau Vlasov}$$

$H(r,p,t)$ est l'opérateur hamiltonien et $f(r, p, t)$ est la fonction de distribution de l'espace des phases. $\{ \}$ représente les crochets de Poisson.

Dans cette partie, nous allons montrer des résultats de simulations de la collision Pb+Au : pour la résolution numérique de cette équation, nous avons utilisé un programme développé par C. Grégoire, B. Rémaud et F. Sébille [Gr 87, Se 89]. Pour bien comprendre ces résultats, nous développerons d'abord brièvement les fondements de ces calculs semi-classiques, puis nous montrerons comment nous pouvons en extraire des observables comparables avec l'expérience. Dans un troisième temps, nous montrerons quelques résultats obtenus sur notre système que nous comparerons à l'expérience dans le quatrième chapitre.

I. Simulations à partir de l'équation de Landau-Vlasov

I. 1. principes théoriques

La formulation du modèle semi-classique de Landau-Vlasov peut être dérivée de la technique des fonctions de Green pour décrire les états hors équilibre ou de l'utilisation de la hiérarchie BBGKY pour décrire les équations du mouvement des fonctions de distributions. Considérons ce dernier cas : ces équations du mouvement sont obtenues à partir du problème à N-corps (f : fonction de distribution, H : hamiltonien) :

$$i \hbar \frac{\partial f_n}{\partial t} = [f_n, H_n]$$

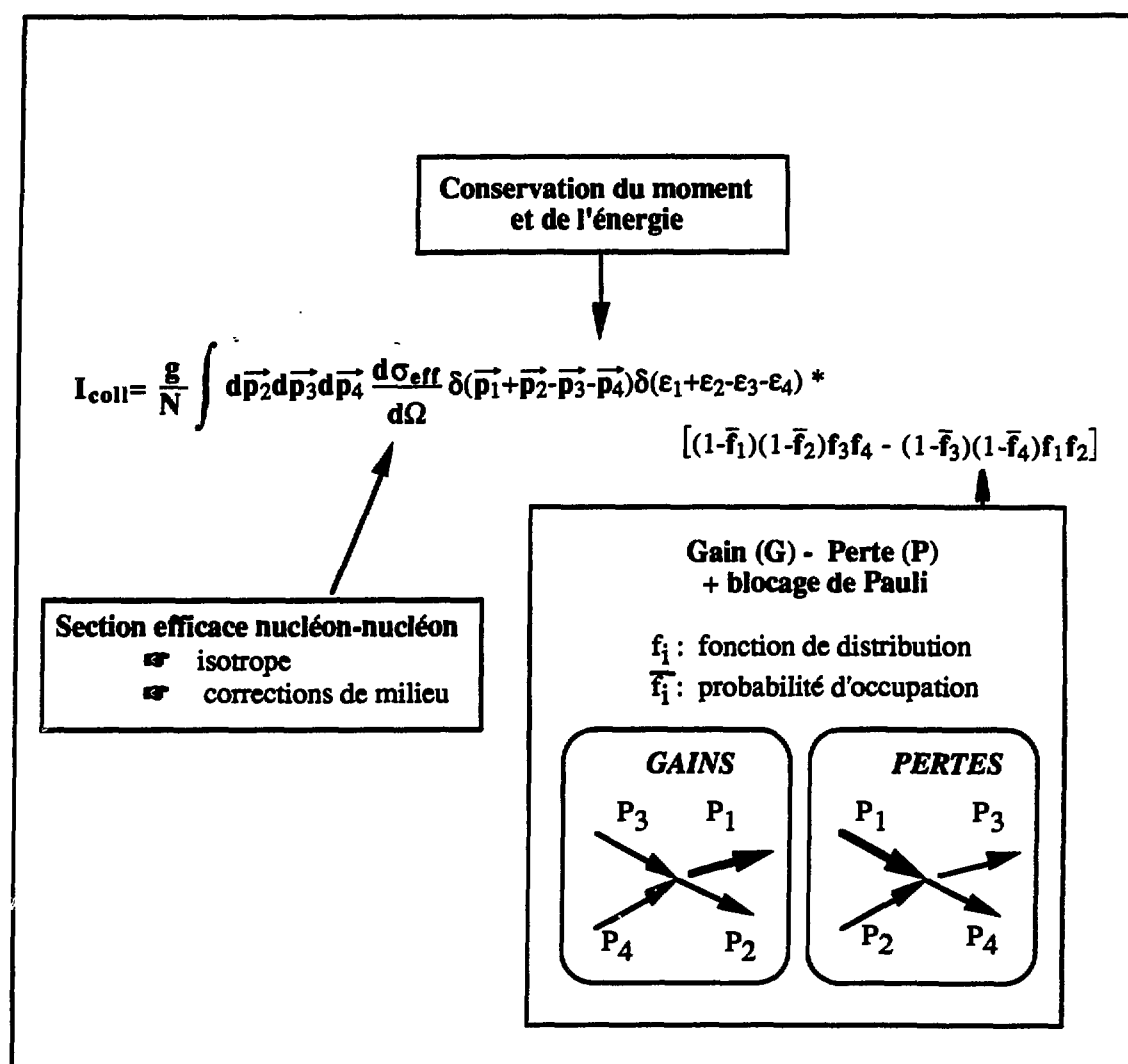
L'ordre le plus bas de la hiérarchie correspond à l'équation de mouvement de la distribution à un corps ; dans l'approximation du chaos moléculaire et en considérant un couplage faible (développement à l'ordre deux), on obtient :

$$i \hbar \frac{\partial f_1}{\partial t} = [f_1, H(f)] + i I_{\text{coll}}(f)$$

Le terme de collision I_{coll} est non linéaire et se décompose en un terme de gain (G) et un terme de perte (P) (fig 66) qui tiennent compte du blocage de Pauli des états finals et qui sont calculés à partir d'un propagateur temporel à deux corps. En supposant que l'interaction entre deux particules est instantanée, le terme de collision s'obtient au moyen d'une équation de Boltzmann quantique. Si on prend la limite classique $\hbar \rightarrow 0$, on retrouve l'équation de Landau-Vlasov donnée en introduction :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \{f, H\} = I_{\text{coll}} \quad \text{avec} \quad \{f, H\} = \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla f \cdot \nabla \mathbf{V}^{\text{HF}} + \nabla_{\mathbf{p}} \mathbf{V}^{\text{HF}} \cdot \nabla f$$

Le terme de collision dépend de la section efficace nucléon-nucléon. Une solution possible est de calculer la matrice de Bruckner qui décrit la diffusion de deux nucléons dans le milieu nucléaire ; mais ceci est très coûteux numériquement. L'autre solution est d'utiliser des interactions et des sections efficaces effectives résultant d'approches théoriques de type Bruckner Hartree Fock qui permettent d'exprimer ce terme de collision à partir de la matrice de transition libre (qui suppose que l'interaction n'est pas perturbée par le milieu) multipliée par un facteur de correction des effets de milieu. Dans ce cas, la section efficace nucléon-nucléon est une fonction isotrope de p , de f et de l'isospin. Qualitativement, les corrections de milieu ont pour effet d'augmenter la section efficace effective à basse densité ou à la diminuer à haute densité. Ces corrections ont deux origines : d'une part, les particules ressentent le champ moyen, l'espace des phases est donc déformé ; d'autre part, puisqu'il faut tenir compte du principe de Pauli et puisque les particules ressentent le champ moyen dans les états intermédiaires, il faut remplacer la matrice T par la matrice g et l'interaction est alors elle-même modifiée.



▲ Fig 66 : le terme de collision dans l'équation de Landau-Vlasov

I.2 Résolution numérique

Les conditions initiales de l'équation de Landau Vlasov sont données par la solution de l'équation statique :

$$\{f(r, p), H(r, p)\} = 0$$

qui décrit l'état fondamental du noyau. Une base convenable pour décomposer les solutions générales de cette équation est de la forme :

$$f(r, p) = w(r, p) \otimes g_\alpha(r, p, t) = \int d\mathbf{r}_0(t) d\mathbf{p}_0(t) w(r_0, p_0) g(r-r_0(t), p-p_0(t))$$

c'est-à-dire sous la forme d'un produit de convolution entre une distribution statique de l'espace des phases (w) et un ensemble de fonctions qui joue le rôle d'une base en mouvement pour la fonction de distribution (α correspond à une famille d'index caractérisant chaque élément de la base). Les états cohérents constituent une base continue de ce type. Dans le cas particulier des états cohérents, les éléments de la base sont des distributions gaussiennes ; la distribution à un corps s'écrit alors (équation I-1) :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \Theta(\langle \mathbf{H} \rangle_{\mathbf{r}, \mathbf{p}}) \otimes g_{\chi}(\mathbf{r})g_{\phi}(\mathbf{p}) = \int d\mathbf{r}' d\mathbf{p}' \Theta(\langle \mathbf{H} \rangle_{\mathbf{r}', \mathbf{p}'}) g_{\chi}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')g_{\phi}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$$

g_{χ} et g_{ϕ} sont des gaussiennes :

$$g_{\nu}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1) = \frac{1}{(2\pi\nu)^{3/2}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1)^2/\nu}$$

et Θ une fonction de poids dépendant des conditions initiales du système à l'équilibre et pour une température non nulle : c'est la fonction de Fermi. Dans cette approche, on peut reproduire une grande partie des propriétés des noyaux, en particulier les profils de densité, les énergies de liaison ou les rayons à l'issue d'un processus itératif auto-cohérent de détermination du niveau de Fermi, et ceci pour différentes interactions effectives appropriées. Les variances des gaussiennes sont fixées en moyennant les propriétés de diffusivité de la distribution de l'espace des phases de la matière nucléaire.

Lorsqu'on introduit le terme de collision, les gaussiennes évoluent le long de trajectoires semi-classiques qui peuvent être brusquement modifiées par les collisions individuelles.

■ méthode particulière

Dans cette méthode, pour résoudre l'équation de Landau-Vlasov, on discrétise le produit de convolution en échantillonnant l'espace des phases par une procédure de type Monte-Carlo : chaque nucléon est représenté par N_g gaussiennes :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{A}{N} \sum_{i=1}^{N_g} g_{\chi}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)g_{\phi}(\mathbf{p}-\mathbf{p}_i)$$

Un échantillonnage typique est de 30 gaussiennes par nucléons ; les résultats des simulations sont alors caractérisés par :

- ☛ une bonne évaluation des propriétés
- ☛ une bonne stabilité numérique
- ☛ un temps de calcul raisonnable

Dans le cas de Pb+Au, nous reviendrons sur chacun de ces points.

La résolution des dynamiques consiste donc à déterminer :

1° le champ moyen

Les gaussiennes évoluent dans le champ moyen et suivent les équations de Ehrenfest qui décrivent les trajectoires semi-classiques. Le mouvement est gouverné par le champ moyen traité analytiquement jusqu'à ce qu'une collision entre deux gaussiennes se produise. Trois types d'interaction sont utilisés : soit une force de Zamick, qui est une force de Skyrme simplifiée, avec deux paramètres d'incompressibilité de la matière nucléaire, soit une force de Gogny. Pour nos résultats, nous avons utilisé une force de Zamick "douce" ($K_\infty = 200$ MeV) qui donne la forme suivante au potentiel Hartree-Fock :

$$U^{HF} = a \frac{\rho}{\rho_0} + b \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{v+1}$$

ρ est la densité locale, ρ_0 est la densité à saturation (prise ici à 0.145 nucléon/fm³) ; a , b , v sont des paramètres fixés à partir de la densité, de l'énergie de liaison et de la compressibilité à saturation de la matière nucléaire.

2° le terme de collision

Une collision entre deux gaussiennes se produit si elle n'est pas interdite par le blocage de Pauli et si :

- ☐ pendant un pas en temps, les deux gaussiennes se rapprochent d'une distance inférieure à la distance minimale d'approche (d_{\min})
- ☐ après calcul de p , de ρ et de la section efficace effective, on a :

$$d_{\min} < \frac{\sqrt{\sigma_{ij}}}{\pi}$$

- ☐ après un test aléatoire sur les impulsions finales, on a conservation des impulsions et des énergies

II. Exploitation des simulations

Nous avons réalisé une série de simulations à partir de l'équation de Landau-Vlasov pour le système Pb+Au ; les résultats bruts nous donnent la position et la vitesse de chaque gaussienne dans l'espace des phases. Dans ce chapitre, nous allons montrer comment nous pouvons déduire et comment nous pouvons calculer un certain nombre de variables. Mais avant d'explicitier ces calculs, nous ferons d'abord quelques remarques d'ordre général; ensuite, nous discuterons du nombre de gaussiennes par nucléon pour échantillonner l'espace que nous avons choisi.

II. 1. Remarques générales sur les simulations

- ☐ les valeurs obtenues dans les simulations sont calculées dans le centre de masse de la réaction
- ☐ les temps seront donnés en fm/c ; $1 \text{ fm/c} = 1/3 \cdot 10^{-23} \text{ s}$
- ☐ l'espace géométrique est rapporté à un référentiel $(0, x, y, z)$ où O est le centre de masse, (Oz) est la direction du faisceau, (O, x, z) est le plan de réaction dans la voie d'entrée (il contient la trajectoire du projectile avant le contact des deux noyaux)
- ☐ la densité de saturation de la matière nucléaire est prise égale à :

$$\rho_0 = 0.145 \text{ nucléons/fm}^3$$

II. 2. Echantillonnage de l'espace

Bien sûr, le nombre le meilleur de gaussiennes par nucléons (N_g) est... le plus grand possible ! En fait, pour choisir ce nombre, il faut trouver un compromis entre un échantillonnage de l'espace le plus complet possible et des temps de calculs raisonnables. En effet, en particulier pour le système Pb+Au, le nombre de gaussiennes considérées peut devenir rapidement très important ; de plus, pour un pas de temps donné, on va prendre en compte l'ensemble de tous les couples de gaussiennes (g_i, g_j) avec $i, j < A \cdot N_g$. Le temps de calcul dépend donc, en première approximation, de N_g^2 . Si l'on prend un échantillonnage trop petit, d'importantes fluctuations numériques peuvent apparaître et fausser les résultats. Pour des systèmes de masse moyenne, une valeur $N_g \geq 30$ semble raisonnable.

Pour choisir N_g dans notre cas, nous avons utilisé la propriété de quasi-symétrie du système : en moyenne, et puisque tous les calculs sont effectués dans le centre de masse, tous les phénomènes dus à l'interaction doivent avoir pratiquement les mêmes effets entre la cible et le projectile. Dans les réactions périphériques que nous avons regardées, nous nous attendons par exemple à ce que les échanges de nucléons, les pertes de masses ou les transferts de moments soient proches. Dans le tableau suivant, nous donnons les valeurs indicatives de quelques grandeurs pour différentes valeurs de N_g (nous montrerons dans les prochains paragraphes comment sont obtenues ces valeurs) :

	paramètre d'impact (fm)	temps (fm/c)	$N_g = 14$	$N_g = 30$	$N_g = 40$
n_g échangées	12	400	13 et 21		14 et 15
QP \rightarrow QC et QC \rightarrow QP	9	400	27 et 40	31 et 38	36 et 38
gaussiennes libres projectile et cible	9	400	30 et 50	27 et 32	23 et 25
diff. de Mom. Ang. $J_{int}(QP) - J_{int}(QC)$	12	300	11 \hbar		4 \hbar

Il semble donc qu'avec 40 gaussiennes par nucléon, nous obtenions un bon échantillonnage ; nous verrons par la suite que quelques fluctuations peuvent encore influencer les résultats, mais de façon beaucoup moins importante qu'avec $N_g = 14$; cette valeur de 40 est certainement le seuil d'un échantillonnage significatif puisqu'il subsiste encore une certaine asymétrie entre quasi-projectile et quasi-cible, mais au delà, les temps de calculs et d'exploitation, ainsi que l'espace mémoire, risquent de devenir trop importants par rapport aux objectifs visés.

II. 3. Calcul de la densité

A partir de la distribution des gaussiennes dans l'espace des positions, nous pouvons déterminer la densité en un point de l'espace en calculant la contribution de chaque gaussienne en ce point :

$$\rho(r_0) = \frac{1}{N_g} \sum_{i=1}^{N_g \cdot A} g_{\chi}(r_0 - r_i)$$

où r_i est la position centrale de la gaussienne d'indice i . Nous pouvons obtenir ainsi la densité selon deux formes :

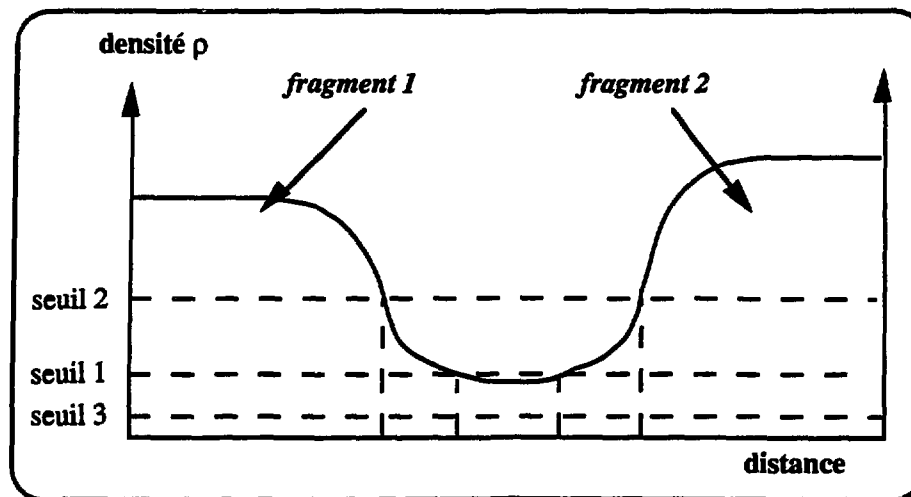
☛ densité en fonction du rayon : on regarde la densité ρ en fonction de la distance r à un point fixé dans l'espace, par exemple le centre d'un noyau

☛ cartes de densités : la densité au point $r_0(x, y, z)$ est projetée dans un plan, par exemple le plan (O, x, z) .

II-4. Estimation de quasi-noyaux en voie de sortie

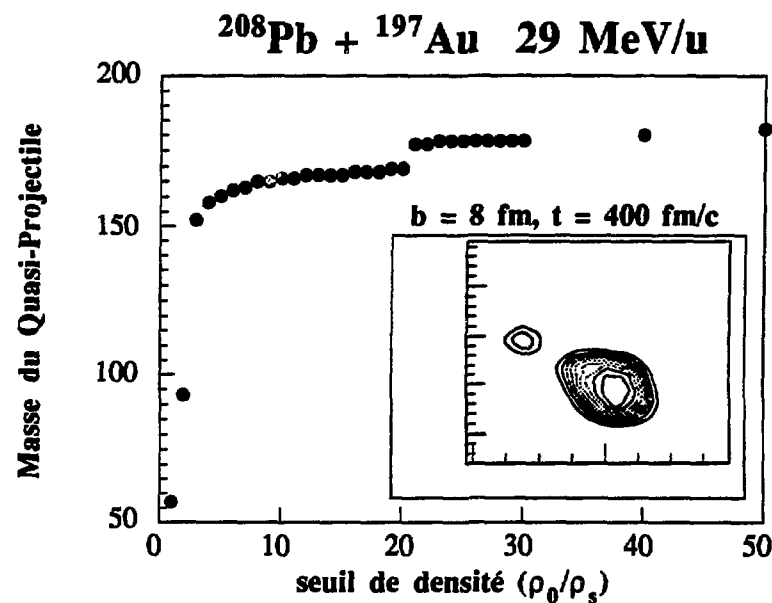
Après le contact du projectile et de la cible, il y a interaction ; dans la zone de recouvrement, des échanges de nucléons peuvent se produire entre cible et projectile ainsi que des collisions nucléon-nucléon ; certains des nucléons peuvent être également libérés. Tous ces phénomènes se traduisent par un changement de nature des noyaux. En voie de sortie, un certain nombre de fragments peuvent se former et des gaussiennes peuvent se retrouver "libres", c'est-à-dire qu'elles n'appartiennent à aucun de ces fragments. Pour déterminer ces fragments et ces gaussiennes libres, nous avons utilisé une méthode simple pour séparer ces composantes. On se fixe un seuil en densité (ρ_s). On pave l'espace des positions par des cubes élémentaires, et on calcule la densité locale dans chacun de ces cubes : si la densité ρ est élevée, on détermine une densité approchée en comptant le nombre de gaussiennes contenues dans chaque cube ; si la densité ρ est faible, on calcule une densité exacte en tenant compte de la diffusivité, c'est-à-dire que l'on prend en compte la contribution de chaque gaussienne au centre du cube. On regarde alors les cubes qui ont une densité supérieure à la densité seuil et pour chacun de ces cubes, on regarde si le cube voisin a aussi une densité supérieure à ρ_s . Si c'est le cas, on décide que les deux cubes appartiennent au même ensemble. De proche en proche, on calcule ainsi les quasi-noyaux de la voie de sortie. Les gaussiennes libres sont les gaussiennes qui appartiennent à un cube dont la densité est trop faible ou à un cube dont la densité est suffisante pour être au dessus du seuil mais qui n'a aucun voisin.

Cette méthode est assez simple, mais peut poser un problème résumé sur la figure 67 : nous voyons qu'un seuil correct est le seuil 1 ; il correspond à une valeur d'environ $\rho_0/20$. Si l'on met un seuil trop haut (seuil 2), on coupe les profils de densité et les masses estimées seront trop petites. Au contraire, si l'on met un seuil trop bas (seuil 3), on peut ne plus séparer deux fragments. La séparation peut alors devenir délicate lorsque les fragments sont encore très proches ; cela suppose donc que ce calcul ne sera correct qu'à partir d'un certain temps. Ce temps peut-être assez long si l'on a des cassures séquentielles des fragments primaires.



▲ *fig 67* : méthode du seuil pour l'identification des fragments

Dans la figure 68, nous donnons un exemple qui montre l'importance du choix de la densité seuil : nous y avons porté la masse du fragment détecté en fonction du seuil ρ_s . Nous voyons qu'au delà de $\rho_s = \rho_0/20$, nous perdons la séparation entre le gros fragment et le petit fragment. En insert, nous avons porté la carte en densité correspondante où nous voyons nettement une séparation en deux fragments.



▲ *fig 68* : masse du fragment détecté en fonction du seuil en densité

Cette méthode peut également induire certaines erreurs : si l'on se fixe un seuil constant au cours du temps et si les fragments ainsi détectés sont soumis à des fluctuations en densité, les masses calculées peuvent présenter des fluctuations au cours du temps.

II-5 calculs des variables.

A un instant t , un certain nombre de grandeurs caractéristiques sont directement calculables à partir de la distribution des gaussiennes dans l'espace des phases. Nous allons maintenant donner le détail du calcul de chaque variable :

☐ numéro atomique et masse

la charge et la masse d'un certain ensemble, par exemple un fragment déterminé par la méthode du paragraphe 4, sont donnés en comptant simplement dans cet ensemble le nombre de gaussiennes appartenant à un proton ou un neutron et en divisant par N_g .

☐ positions, vitesses et angles

La simulation nous donne les composantes dans le centre de masse (x, y, z, v_x, v_y, v_z) de chaque gaussienne contenue dans un ensemble. On peut donc d'abord calculer le vecteur position moyen de cet ensemble. Pour en calculer la vitesse moyenne, on fait l'addition vectorielle de toutes les vitesses individuelles. Pour obtenir la vitesse dans le laboratoire, on ajoute le vecteur vitesse du centre de masse. On peut alors calculer l'angle moyen Θ de déflexion de l'ensemble considéré en calculant l'angle entre la direction de la vitesse et sa projection dans le plan (O, x, z) (angle polaire). Ce calcul est valable dans le centre de masse ou dans le laboratoire.

☐ moment angulaire

Par définition, on a :

$$\vec{J} = \vec{R} \wedge \vec{P} \quad (\vec{R} : \text{vecteur position} ; \vec{P} \text{ est l'impulsion})$$

Deux moments angulaires différents peuvent être calculés :

☛ le moment angulaire total calculé par rapport au centre de masse O :

$$\vec{J}_{\text{tot}} = \frac{1}{n_g} \sum_{i=1}^{n_g} \vec{R}_i \wedge \vec{P}_i$$

n_g est le nombre de gaussiennes de l'ensemble considéré

☛ le moment angulaire intrinsèque à l'ensemble selon :

$$\vec{J}_{\text{int}} = \frac{1}{n_g} \sum_{i=1}^{n_g} (\vec{R}_i - \langle \vec{R} \rangle) \wedge (\vec{P}_i - \langle \vec{P} \rangle)$$

où $\langle \vec{R} \rangle$ et $\langle \vec{P} \rangle$ sont la position et l'impulsion moyennes de l'ensemble.

☐ densité d'énergie potentielle

Nous avons utilisé la force de Zamick "douce" ; la densité d'énergie potentielle s'obtient à partir de la densité ρ selon l'expression suivante :

$$\widetilde{E}_{\text{pot}} = \sum_{i=1}^{n_g} t_0 \rho(i) + t_3 \rho^{7/6}(i)$$

$$\text{avec } \begin{cases} t_0 = - \frac{356 A_{\text{tot}}}{(2\pi\sigma_\chi^2)^{3/2} N_g 2^{3/2} \rho_0} & \text{terme attractif} \\ t_3 = \left(\frac{A_{\text{tot}}}{(4\pi\sigma_\chi^2)^{3/2} N_g} \right)^{7/6} \frac{303}{\rho_0^{7/6}} \frac{1}{2+1/6} & \text{terme répulsif} \end{cases}$$

où σ_χ représente la largeur en position d'une gaussienne

☐ Energie coulombienne

Pour un ensemble, on considère ici l'énergie coulombienne comme la somme des énergies coulombiennes des gaussiennes prises deux à deux :

$$E_{\text{coul}} \propto \sum_{i=1}^{n_{g(\text{ensemble})}} \sum_{j>i} \frac{1}{d_{ij}} \quad \text{où } d_{ij} \text{ est la distance entre la gaussienne } i \text{ et la gaussienne } j$$

Si l'on veut calculer l'énergie coulombienne entre deux ensembles distincts de gaussiennes (1 et 2), on effectue la différence :

$$E_{\text{coul}}(1-2) = E_{\text{coul}}(1+2) - E_{\text{coul}}(1) - E_{\text{coul}}(2)$$

Nous avons vérifié que cette méthode de calcul donnait des résultats compatibles avec le calcul de l'énergie coulombienne entre deux charges ponctuelles : on considère un noyau de plomb et un noyau d'or à une distance $d = 40$ fm. La simulation nous donne les valeurs suivantes :

$$E_{\text{coul}}(\text{totale}) = 1745 \text{ MeV}$$

$$E_{\text{coul}}(\text{Pb}) = 783 \text{ MeV}$$

$$E_{\text{coul}}(\text{Au}) = 729 \text{ MeV}$$

soit une énergie de répulsion coulombienne entre les deux noyaux de 233 MeV ;

avec la formule $E_{\text{coul}} = 1.44 Z_1 Z_2 / d$, on obtient $E_{\text{coul}} = 230 \text{ MeV}$.

□ Energie cinétique interne

Cette énergie correspond aux mouvements individuels des nucléons à température nulle. On l'appelle aussi **énergie cinétique de Thomas-Fermi**. En première approximation, pour un système équilibré, on considère la sphère de fermi et on obtient alors :

$$E_{TF} \propto \int_0^R \rho(r)^{5/3} dr \quad \Rightarrow \quad E_{TF} \propto \sum_{i=1}^{n_g} \rho(i)^{2/3}$$

□ Energie cinétique

L'énergie cinétique totale d'un ensemble est la somme des énergies cinétiques individuelles :

$$E_{cin}^{tot} \propto \sum_{i=1}^{n_g} \vec{V}_i^2 \quad \text{où } \vec{V}_i \text{ est la vitesse de la gaussienne } i$$

L'énergie cinétique de l'ensemble se déduit de sa vitesse moyenne :

$$E_{cin} \propto \left(\sum_{i=1}^{n_g} \vec{V}_i \right)^2$$

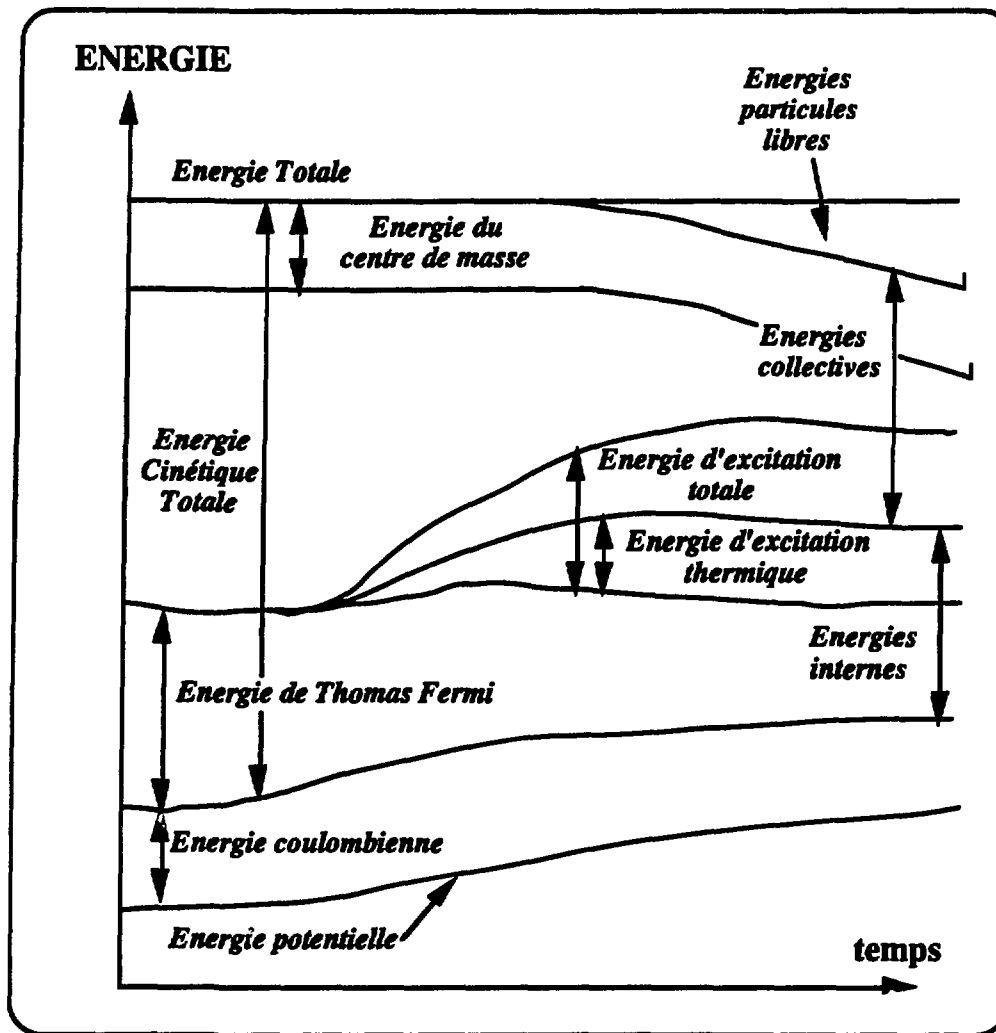
□ Vitesse et énergie collective :

$$\text{vitesse collective : } V_{coll} = \frac{1}{n_g} \sum_{i=1}^{n_g} \vec{V}_i$$

$$\text{Energie collective : } E_{coll} = \frac{1}{2} m \frac{1}{N_g} \sum_{i=1}^{n_g} \left[\frac{\langle \rho(i) \vec{V}_i \rangle}{\langle \rho(i) \rangle} \right]^2$$

II-6 Bilan en énergie

D'autres énergies sont accessibles dans les simulations, mais de façon indirecte : en particulier, l'énergie totale du système, qui doit être conservée, et l'énergie d'excitation. La figure 69 donne un diagramme récapitulatif du bilan en énergie.



▲ fig 60 : bilan schématique des énergies dans les simulations Landau-Vlasov

Des ordres de grandeurs pour les valeurs quantitatives mises en jeu

sont données ci dessous pour le système Pb+Au :

Energie potentielle : ≈ -12 GeV

Energie coulombienne totale : ≈ 1.5 GeV

Energie Thomas Fermi froide : ≈ 7 GeV

Energie cinétique totale : ≈ 10 GeV

Energie Thermique : quelques centaines de MeV

Energie centre de masse : ≈ 3 GeV

Energie collectives : ≈ 1.5 GeV

III. Résultat des simulations

Nous allons maintenant présenter quelques résultats obtenus par les simulations Landau-Vlasov sur le système Pb+Au, en particulier pour les collisions périphériques. Ces résultats présentent un double intérêt : nous voulons d'abord essayer de signer les différents phénomènes qui vont dicter les partages d'énergie entre le projectile et la cible ou les transferts de moment angulaire pour notre système. Mais ces simulations sont aussi les premières faites à partir de l'équation de Landau-Vlasov pour un système très lourd et pour des collisions périphériques. Ces résultats vont donc nous permettre d'apporter des contraintes supplémentaires sur le modèle théorique. Après avoir vérifié la conservation de l'énergie totale du système et la stabilité du centre de masse, nous ferons quelques remarques sur les conditions initiales des simulations. Nous donnerons ensuite un aperçu des résultats au moyen des cartes de densités pour différents paramètres d'impact. Nous regarderons alors les grandeurs macroscopiques associées à la détermination des fragments dans la voie de sortie. Pour l'ensemble de ces résultats, le nombre de gaussiennes par nucléon est de 40.

III. 1. Conservation de l'énergie et stabilité du centre de masse

Pour pouvoir juger de la fiabilité des résultats, une précaution consiste en effet à vérifier que d'une part, nous conservons l'énergie totale du système et, d'autre part, que le référentiel du centre de masse est bien un invariant du problème. Dans le tableau suivant, nous donnons les variations maximales de l'énergie totale au cours du temps ($\Delta t = 400$ fm/c) pour trois paramètres d'impact ainsi que les variations de l'énergie cinétique et de l'angle moyen du centre de gravité de toutes les gaussiennes calculé dans le centre de masse du système. Pour une conservation parfaite des grandeurs, toutes ces variations devraient être nulles.

paramètre d'impact	E_{totale} (MeV) Ecart Maximal	E_{cin} du centre de gravité des gaussiennes (MeV) Ecart Maximal	angle de déflexion du centre de gravité (degré) Ecart Maximal
14	3 MeV	0.8 MeV	0.8°
12	6 MeV	1.05 MeV	1°
9	8 MeV	1.6 MeV	1.4°

L'énergie totale mise en jeu dans le système est de 12 GeV ; l'écart maximal constaté de 8 MeV correspond donc à une erreur de 0.66 %.

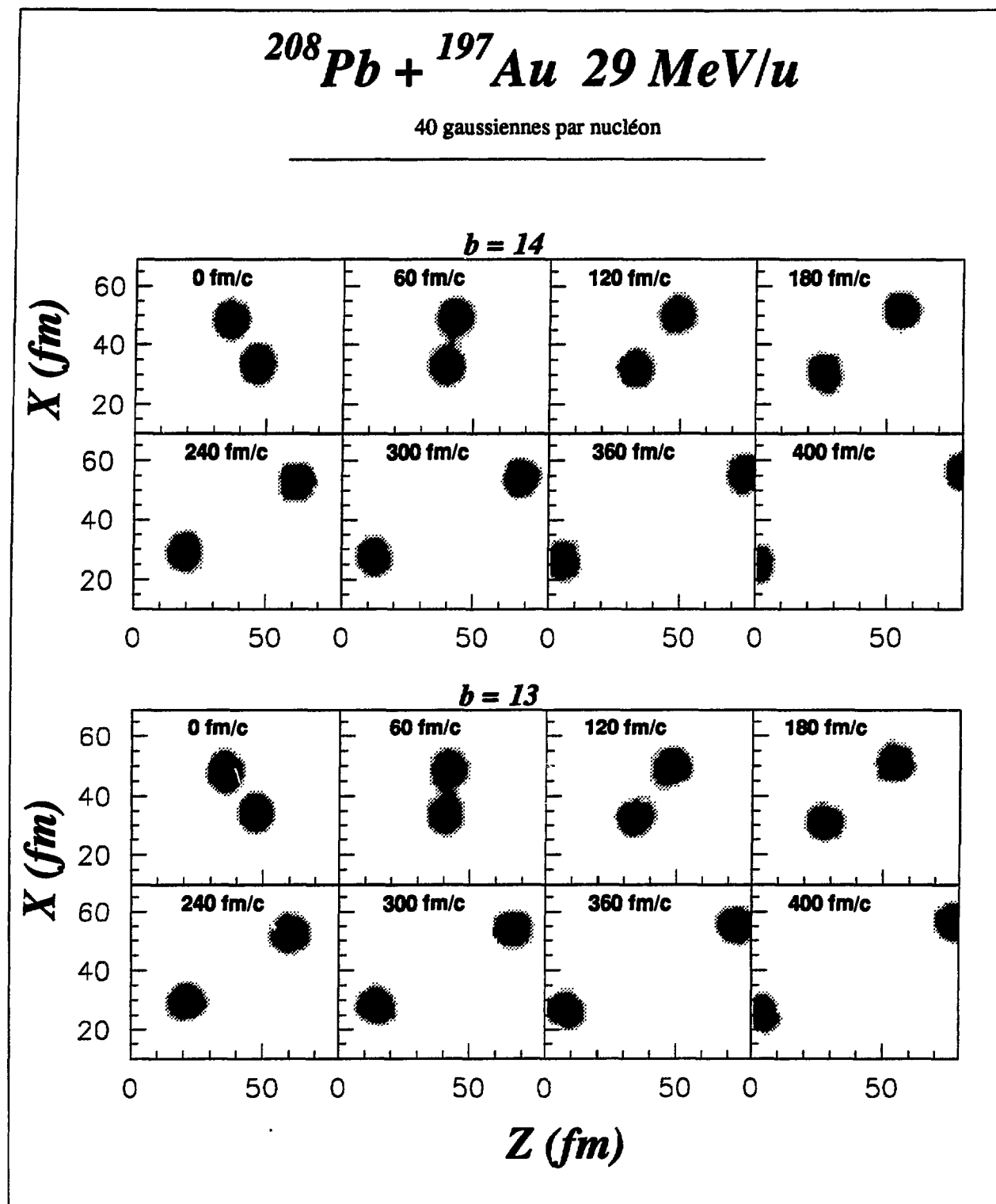
L'énergie totale et le centre de masse sont donc bien conservés tout au long de la réaction. Les fluctuations du centre de masse augmentent graduellement au cours du temps (l'écart maximal donné dans le tableau est atteint pour le temps maximal de simulation).

III- 2 Les conditions initiales

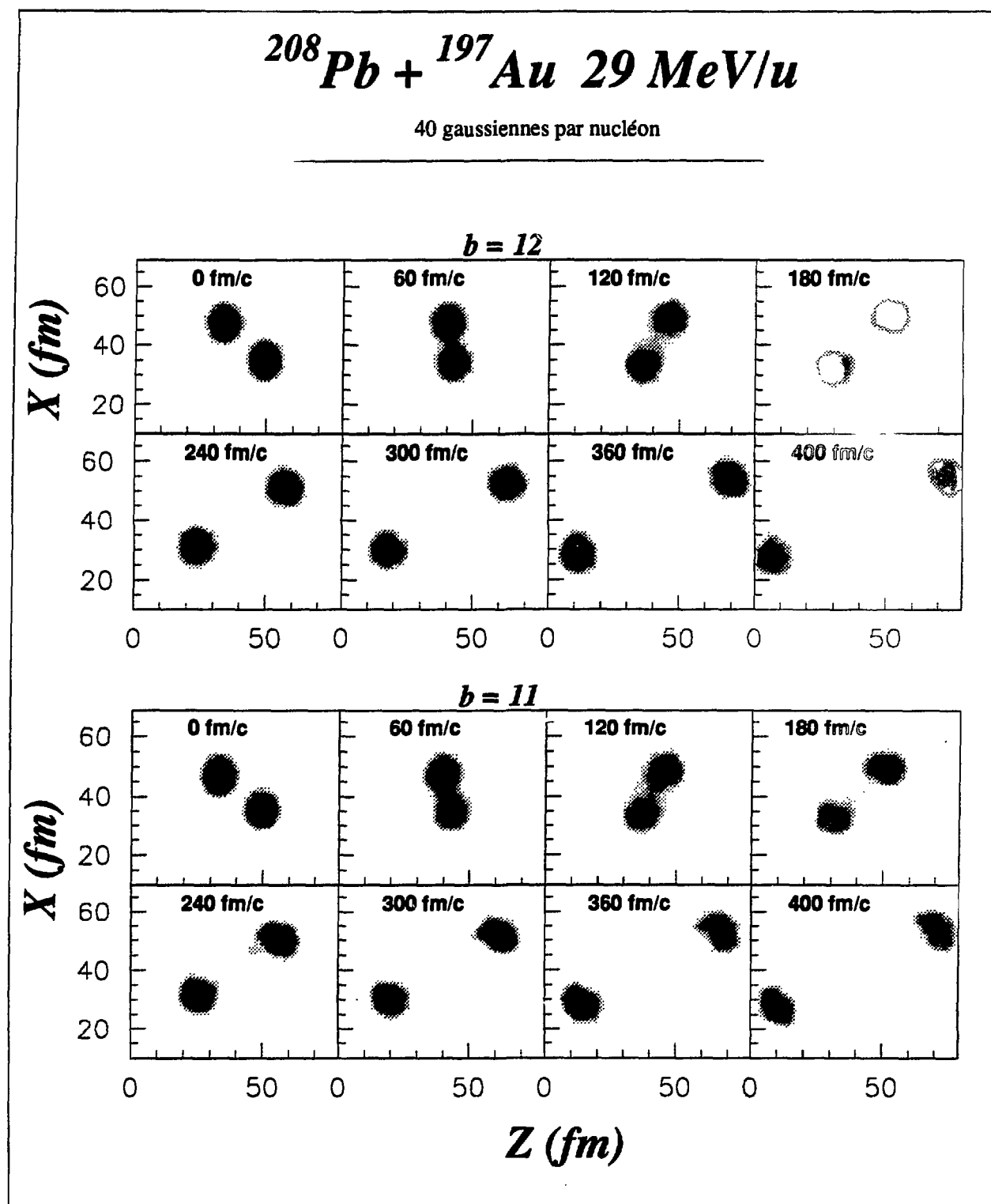
Le système est préparé à deux niveaux : d'abord, pour un paramètre d'impact donné, on calcule la perte de vitesse et l'angle correspondant à l'interaction coulombienne entre le projectile et la cible jusqu'au point de contact (calcul classique et uniquement coulombien). Par ailleurs, les états d'énergies internes du projectile et de la cible sont déterminés en utilisant une méthode Monte-Carlo suivie d'un processus itératif réalisé pour minimiser ces états d'énergie. Le processus de convergence conduit évidemment à des conditions initiales qui ne sont pas parfaites mais qui permettent d'obtenir une description suffisamment satisfaisante de l'état fondamental. Si l'on calcule l'énergie thermique à partir du diagramme donné dans le chapitre II (paragraphe 6, fig 69), nous trouvons que les noyaux ne sont pas complètement froids à $t = 0$, mais ceci résulte en grande partie de la méthode d'estimation approchée de cette énergie, économique en temps de calcul. Nous avons regardé deux simulations pour un même paramètre d'impact, mais avec deux conditions initiales différentes. Cette différence introduit quelques fluctuations sur les résultats, mais les évolutions moyennes, elles, ne changent pas. Les différences substantielles ne concernent que l'énergie d'excitation, en raison de la méthode d'évaluation. De plus, nous avons vérifié qu'avec ces conditions initiales, nous trouvons des valeurs collectives correctes, en particulier pour le moment angulaire intrinsèque : il est quasi-nul à $t = 0$ ($J_{int}^{t=0} < 2 \hbar$).

III. 3. Description globale des résultats.

Pour avoir un aperçu global des résultats sur les réaction périphériques, nous présentons dans les figure 70 (a à f) les cartes de densités obtenues pour des paramètres d'impact b compris entre 14 fm et 2 fm et pour des temps compris entre 0 et 400 fm/c ($b > 8$ fm) ou 600 fm/c ($b \leq 8$ fm). Avant de décrire ces résultats, il nous faut faire la remarque suivante : dans la suite, nous appellerons quasi-projectile (respectivement quasi-cible) le fragment majoritairement composé de gaussiennes issues du projectile (de la cible).



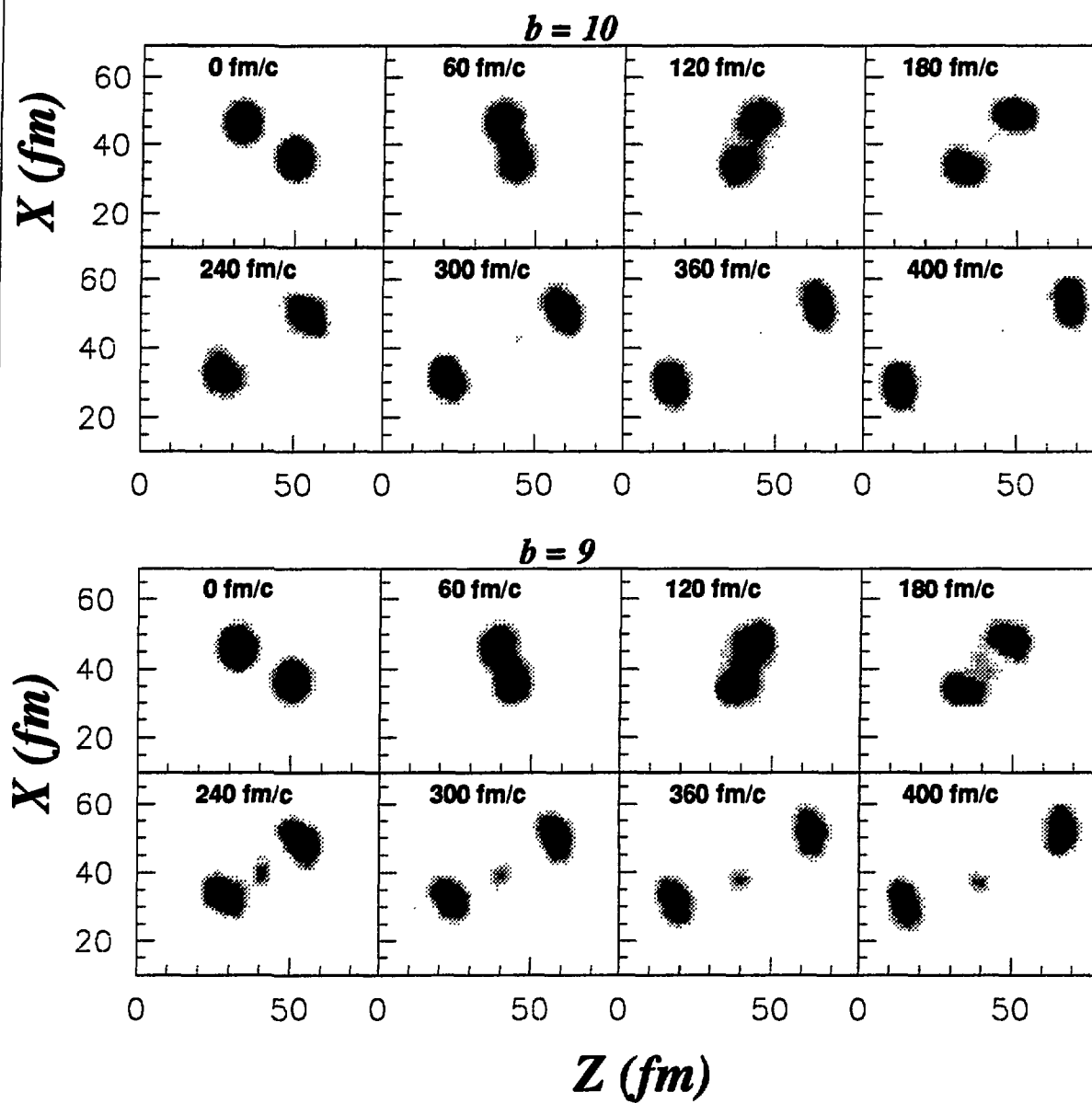
▲ FIG 70-a : carte de densité pour $b = 14 \text{ fm}$ et $b = 13 \text{ fm}$



▲ FIG 70-b : carte de densité pour $b = 12 \text{ fm}$ et $b = 11 \text{ fm}$

$$^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au} \text{ } 29 \text{ MeV/u}$$

40 gaussiennes par nucléon

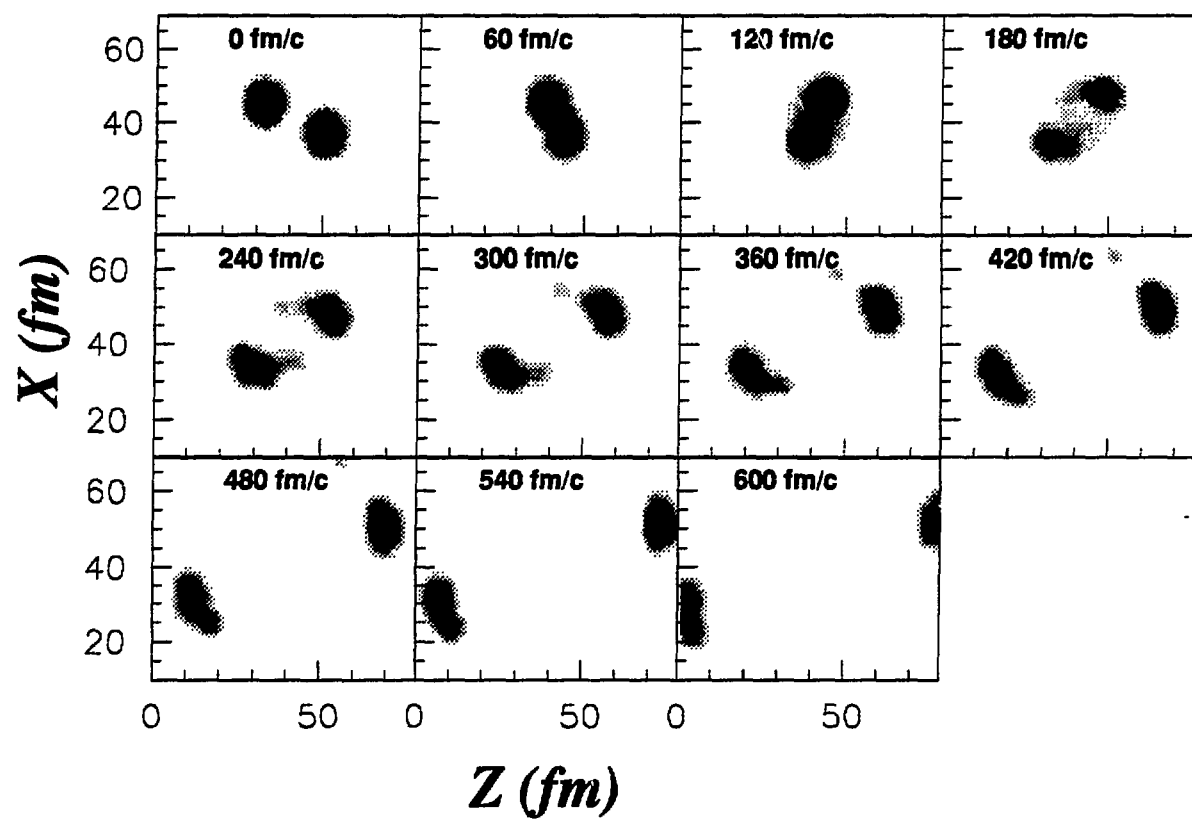


▲ FIG 70-c : carte de densité pour $b = 10 \text{ fm}$ et $b = 9 \text{ fm}$



40 gaussiennes par nucléon

$b = 8 \text{ fm}$

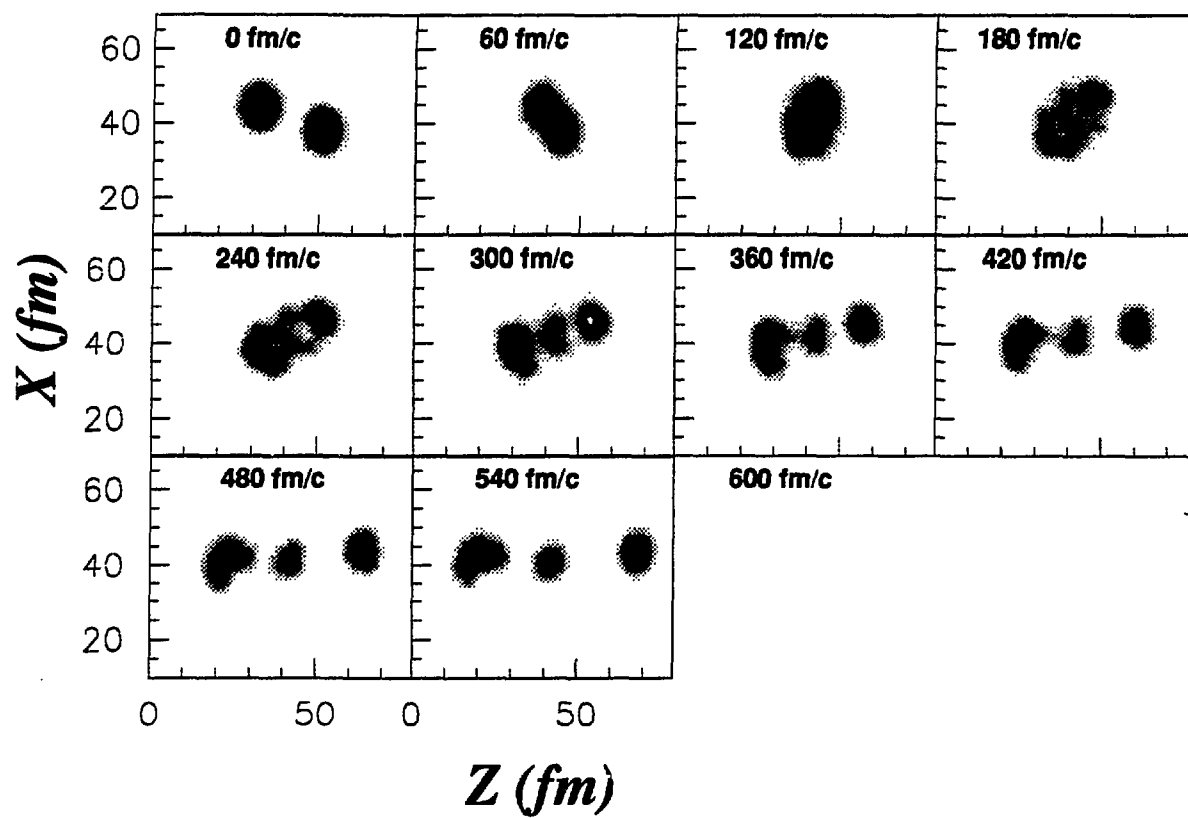


▲ FIG 70-d : carte de densité pour $b = 8 \text{ fm}$



40 gaussiennes par nucléon

$$b = 6 \text{ fm}$$

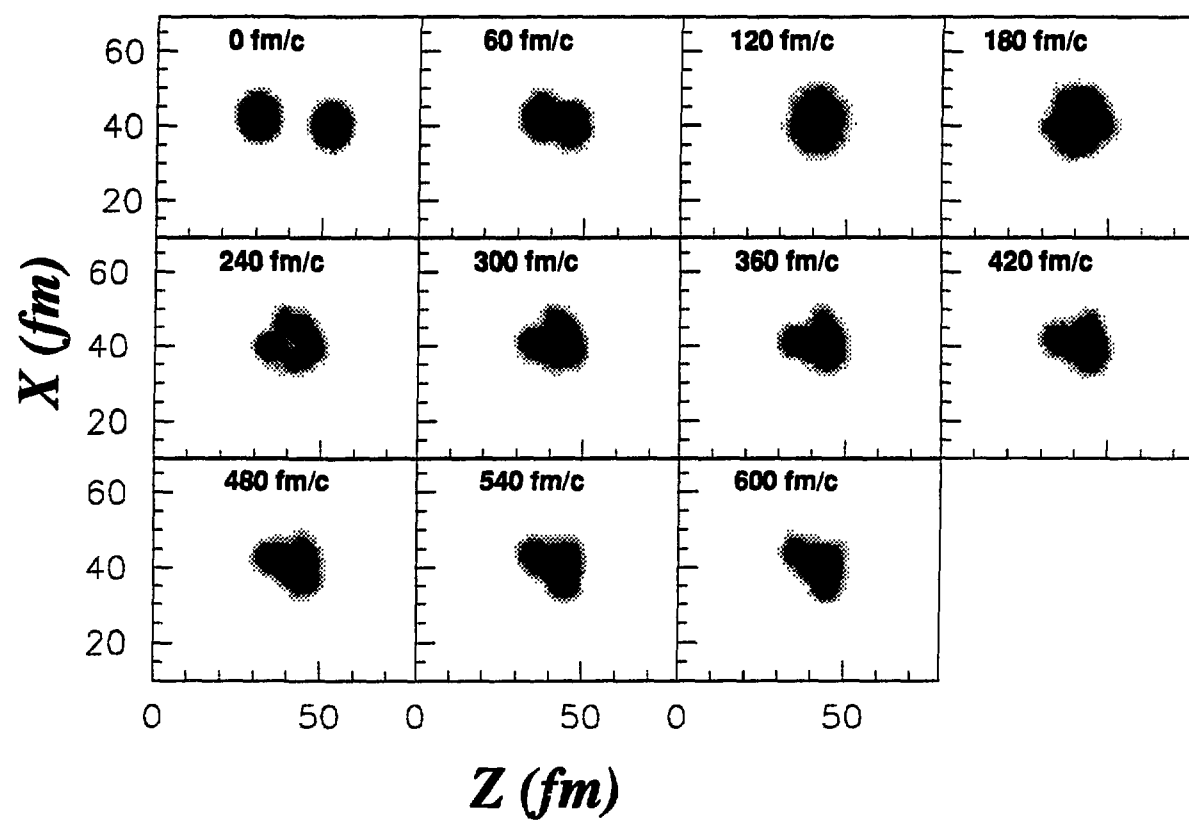


▲ FIG 70-e : carte de densité pour $b = 6 \text{ fm}$



40 gaussiennes par nucléon

$$b = 2 \text{ fm}$$



▲ FIG 70-f : carte de densité pour $b = 2 \text{ fm}$

Nous voyons que pour $b \geq 8$ fm, la réaction reste essentiellement binaire et donne deux gros fragments en voie de sortie. Pour les paramètres d'impact compris entre 8 fm et 10 fm, l'interaction donne toujours naissance à deux fragments principaux, mais un ou deux fragments plus petits apparaissent également. Ces derniers semblent avoir la zone d'interaction pour origine ; pour $b = 10$ et $b = 9$ fm, ces fragments ont une vitesse faible dans le centre de masse. Par contre, pour $b = 8$ fm, ils semblent entraînés par les fragments lourds. Pour ce paramètre d'impact, nous avons une évolution différente entre le quasi-projectile et la quasi-cible. Un petit fragment se détache du QP alors que la QC prend une forme de plus en plus allongée et pourrait se scinder en deux fragments de façon plus symétrique. Pour $b = 6$ fm, nous voyons nettement trois fragments importants se former. Pour l'ensemble de ces paramètres d'impact, les fragments issus de la zone d'interaction sont toujours composés en parts égales entre gaussiennes du projectile et gaussiennes de la cible.

Les simulations pour $b < 8$ fm montrent une évolution complexe au cours du temps. Après formation d'un système composite, une zone de faible densité apparaît au milieu de ce système ainsi que différentes zones de densité plus élevée. A 6 fm, le système composite s'est scindé en plusieurs clusters lourds, mais à 540 fm/c, on constate encore une évolution rapide de la densité de ces clusters qui semblent vouloir continuer à se scinder. A $b = 2$ fm, le système reste encore sous forme composite à 600 fm/c avec d'importantes déformations. La prolongation des simulations sur des temps très longs est ici indispensable pour pouvoir donner plus d'informations sur ces collisions centrales. Dans la suite, nous n'incluons pas ces paramètres d'impact dans les résultats.

Les simulations montrent que pour les collisions les plus périphériques, nous retrouvons deux gros fragments en voie de sortie. Elle montrent aussi que, à partir de 11 fm, des fragments de plus en plus importants se détachent de la zone d'interaction. Comment expliquer la différence de comportement entre 9 et 8 et 6 fm ? Pour répondre à cette question, il faut bien sûr regarder l'ensemble des grandeurs et étudier l'évolution de leur comportement. Mais dans un premier temps, une explication pourrait être la suivante : plus le paramètre d'impact est petit et plus les zones concernées par l'interaction seront des zones de hautes densités. Il y aura donc de plus en plus de collisions nucléon-nucléon qui mettront en jeu des nucléons dont les moments linéaires sont pratiquement opposés dans le centre de masse. Nous pouvons donc imaginer qu'après la collision, ils vont rester au repos dans ce référentiel. Mais le champ nucléaire moyen sera de plus en plus important. Pour un paramètre plus petit, le potentiel nucléaire peut être suffisant pour que les nucléons restent piégés dans le champ du fragment et soient alors entraînés par celui-ci.

Toutefois, l'évolution entre les deux comportements évolue très vite entre 9, 8 et 6 fm. Des effets de moment angulaire peuvent peut-être venir s'additionner, comme nous le verrons au paragraphe 6

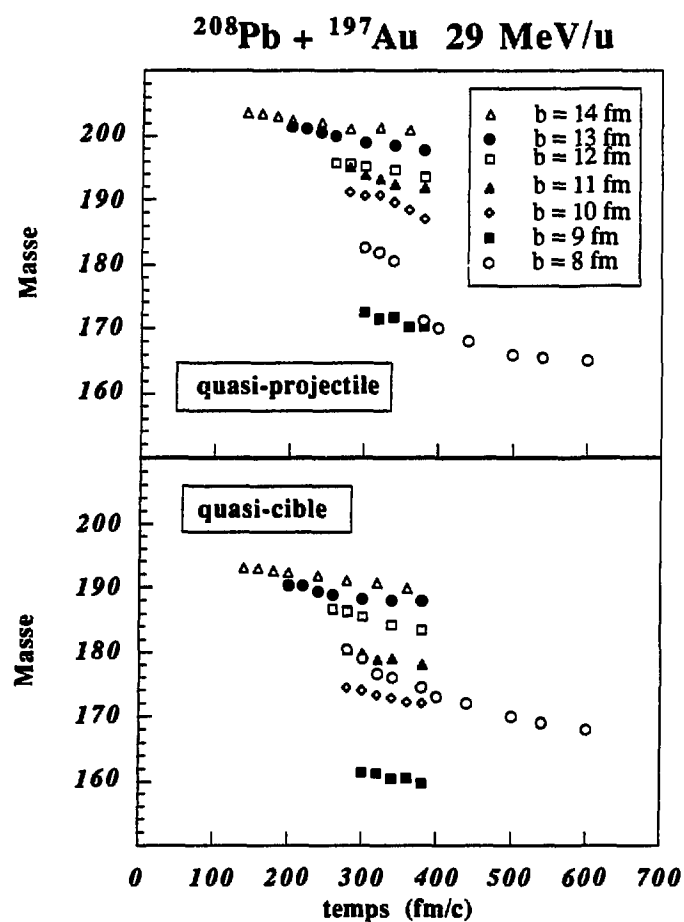
III. 4. Evolution des masses et des numéros atomiques

Après avoir identifié les fragments dans la voie de sortie suivant la méthode du paragraphe II-4, nous avons directement les informations sur la masse et la charge des fragments, sur les échanges de nucléons et sur les gaussiennes considérées comme libres. Cela nous donne également la proportion de nucléons venu du projectile et de la cible dans les fragments. Le nombre de neutrons et de protons est calculé en divisant le nombre de gaussiennes par le poids N_g associé à un nucléon ; l'individualisation des nucléons n'a pas de signification dans une approche à un corps, ou la fonction de distribution à la limite semi-classique s'interprète comme une densité de probabilité de nucléons dans l'espace des phases.

a) évolution des masses et des numéros atomiques au cours du temps

la figure 71 montre l'évolution des masses des fragments au cours du temps. Nous voyons que ces masses évoluent encore à 400 fm/c où les conditions asymptotiques ne sont pas atteintes, particulièrement pour les paramètres d'impact les plus centraux. Les pertes de masse des fragments lourds en fonction du temps sont quasiment linéaires et la pente dépend peu du paramètre d'impact ou du fragment considéré : la valeur moyenne est d'environ 3 nucléons pour 100 fm/c. Les pertes de masse résultent de la désexcitation des fragments qui, dans la voie de sortie de la réaction, emportent de l'énergie d'excitation intrinsèque et collective ; il est probable que cette évacuation de l'énergie soit légèrement accélérée en raison du traitement approché du blocage de Pauli au voisinage du niveau de Fermi, la prescription actuelle ayant été conçue pour minimiser les temps de calculs. Une indétermination possible sur l'évaluation de la masse des fragments peut venir de la méthode d'estimation de ces fragments ; cependant, plus les noyaux seront loins l'un de l'autre, et mieux ils seront séparés et définis.

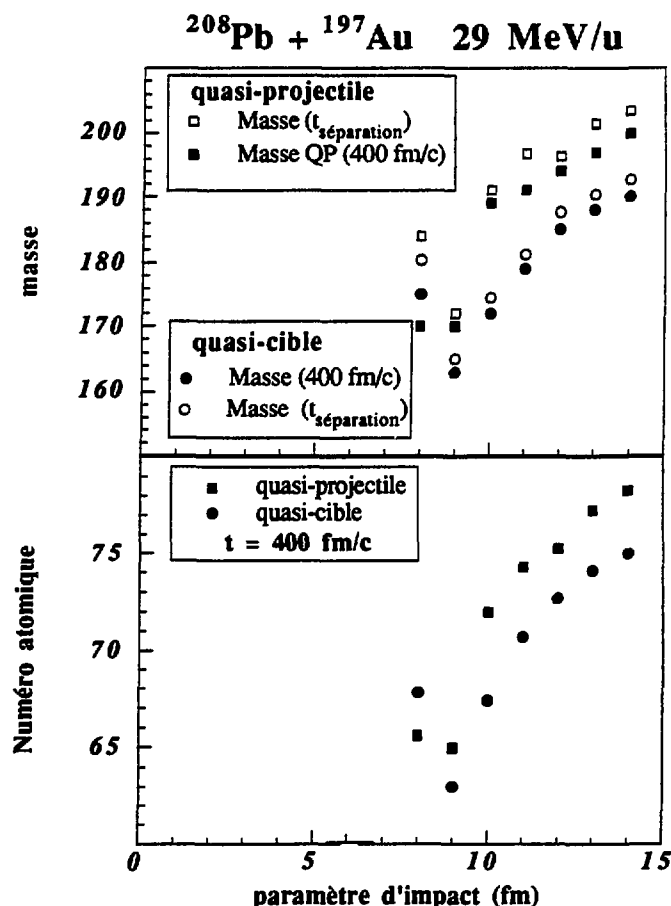
Les courbes de l'évolution de la charge en fonction du temps présentent les mêmes allures que les courbes de masse, avec une pente moyenne de 1 proton perdu pour 100 fm/c.



▲ Fig 71 : évolution des masses au cours du temps

b) évolution avec le paramètre d'impact

La figure 72 montre l'évolution des masses et des Z en fonction du paramètre d'impact ; nous avons fait figurer les masses calculées juste après la séparation des fragments (instant de séparation) ainsi qu'à un temps fixe de 400 fm/c. Nous voyons que nous obtenons les mêmes allures dans les deux cas, avec des fluctuations plus grandes pour les masses calculées à l'instant de séparation dues au fait que la délimitation des fragments au moment de la séparation est évidemment plus difficile à effectuer. Il faut noter la différence observée à $b = 8 \text{ fm}$ sur le quasi-projectile ; ceci correspond à la séparation d'un petit fragment de masse $A = 8$ à $t = 360 \text{ fm/c}$.



▲ Fig 72 : évolution des masses et des Z en fonction du paramètre d'impact

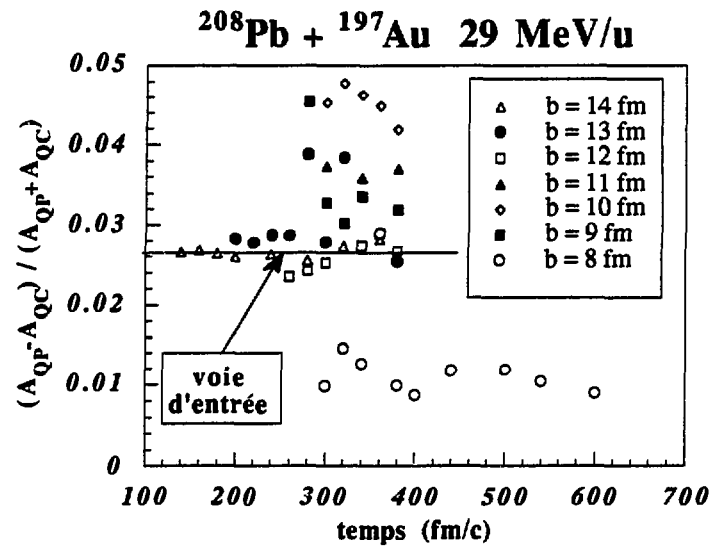
L'évolution de la masse du fragment a un comportement différent entre quasi-projectile et la quasi-cible, en particulier pour les petits paramètres d'impact. Les masses diminuent avec b jusqu'à 10 fm pour le quasi projectile ; une chute brutale est alors observée à 9 fm, puis un plateau. Pour la quasi-cible, l'évolution n'est pas linéaire jusqu'à 9 fm ; à 8 fm, on observe une remontée, ce qui donne une masse plus grande pour la QC que pour le QP à ce paramètre d'impact, puis à nouveau une décroissance.

Les cartes de densités (fig. 70) montrent que, pour 9 fm, on observe la formation d'un troisième fragment léger vers 300 fm/c, ce qui explique la diminution brutale de la masse ; à 8 fm, la séparation de fragments est plus difficile en raison d'une pénétration plus profonde des noyaux. Seul un fragment se détache du quasi-projectile et pas de la cible qui, elle, s'allonge, ce qui donne une masse plus élevée pour celle-ci. La poursuite du calcul pour des temps très longs aurait peut-être permis l'observation de la cassure de la quasi-cible.

Les pertes de masses sont importantes puisque nous avons une différence de 30 nucléons entre $b = 8$ fm et $b = 14$ fm. Mais on peut constater que cette différence est la même pour le QP ou la QC entre ces deux paramètres d'impact.

c) évolution de l'asymétrie du système

Le système est quasi-symétrique : le rapport $(A_P - A_C)/(A_P + A_C)$ vaut 0,027 [ce rapport vaut 0 pour un système symétrique et tend vers 1 pour un système fortement dissymétrique] ; dans la figure 73 nous présentons l'évolution du rapport en fonction du temps.



▲ Fig 73 : évolution du rapport $(A_{QP} - A_{QC}) / (A_{QP} + A_{QC})$ avec le temps

Pour les paramètres d'impact les plus périphériques, en voie de sortie, le rapport reste proche de sa valeur en voie d'entrée (ligne continue) ; pour les collisions plus centrales, nous voyons que nous avons tendance à gagner en asymétrie (valeurs plus élevées), sauf pour $b = 8$ fm où la valeur est, au contraire, plus petite.

Nous voyons que le calcul dynamique fait apparaître une sensibilité à la différence de masse de la voie d'entrée : jusqu'à 8 fm, la quasi-cible conserve un peu plus difficilement son identité et a plus facilement tendance à perdre de la masse par rapport au projectile.

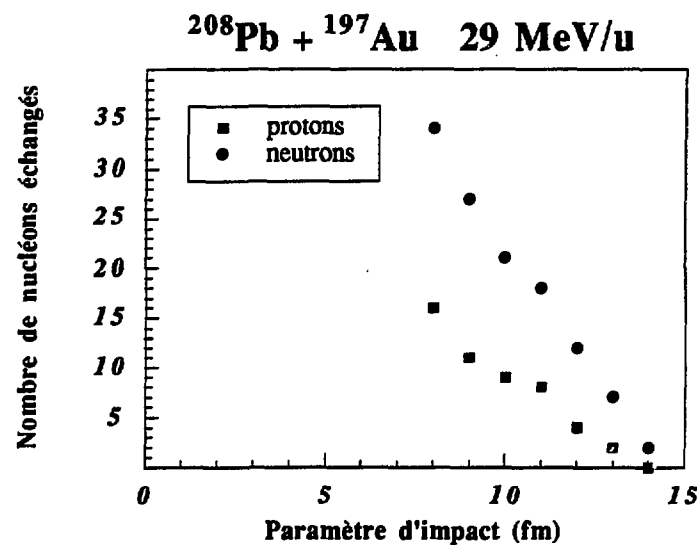
L'évolution de la masse des fragments en fonction du paramètre d'impact résulte de l'évolution de la dynamique de chaque collision et sera discutée par la suite.

d) les échanges de nucléons

Si nous regardons le nombre de nucléons échangés entre la cible et le projectile (ce nombre est fixé à l'instant de séparation), nous nous rendons compte qu'il est symétrique : il y a autant de neutrons (ou de protons) dans le quasi-projectile qui viennent de la cible que de neutrons dans la quasi-cible qui viennent du projectile. La figure 74 montre l'évolution de ce nombre de nucléons échangés en fonction du paramètre d'impact. Ce nombre évolue quasi- linéairement entre 8 et 14 fm, bien que les volumes de recouvrement entre projectile et cible n'évoluent pas linéairement en fonction du paramètre d'impact. Une différence d'un fermi en paramètre d'impact correspond en moyenne à 5 neutrons et à 2 protons échangés.

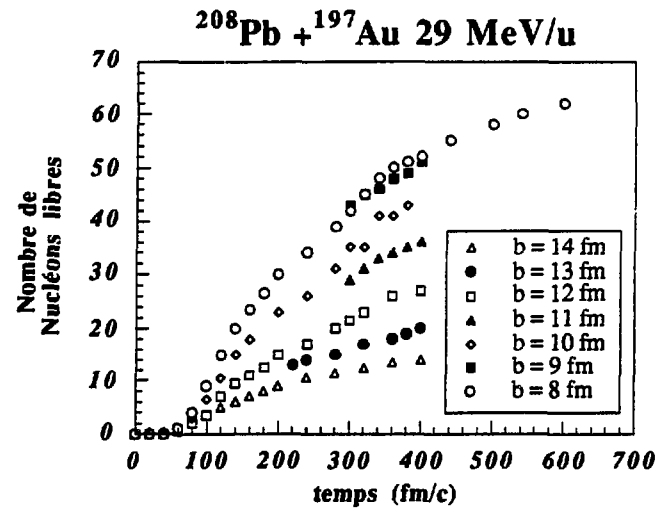
Dans cette étude, l'interaction effective utilisée n'a pas de dépendance en isospin ; celle-ci est certainement nécessaire pour une comparaison quantitative plus significative des résultats théoriques et expérimentaux et fait l'objet d'une étude en cours.

Le nombre de nucléons échangés demeure quand même faible par rapport à la masse totale du système et le quasi-projectile et la quasi-cible conservent bien une mémoire de la voie d'entrée jusqu'à $b = 8$ fm.



▲ Fig 74 : nombre de nucléons échangés en fonction du paramètre d'impact

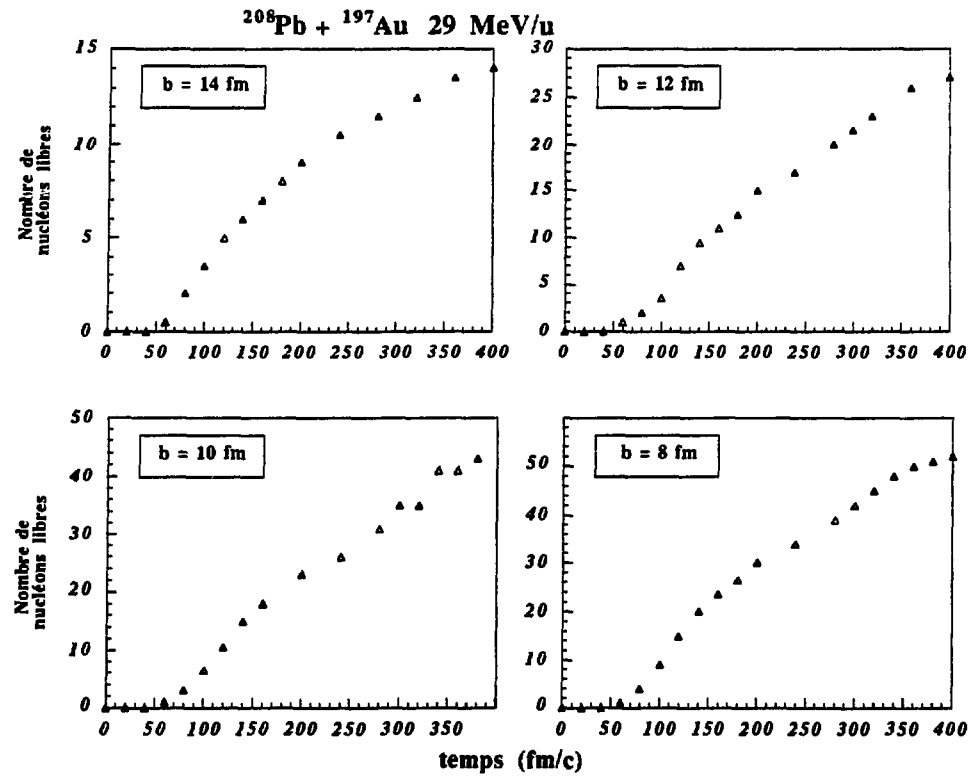
e) les nucléons libres



▲ Fig 75 : nombre de nucléons libres en fonction du temps

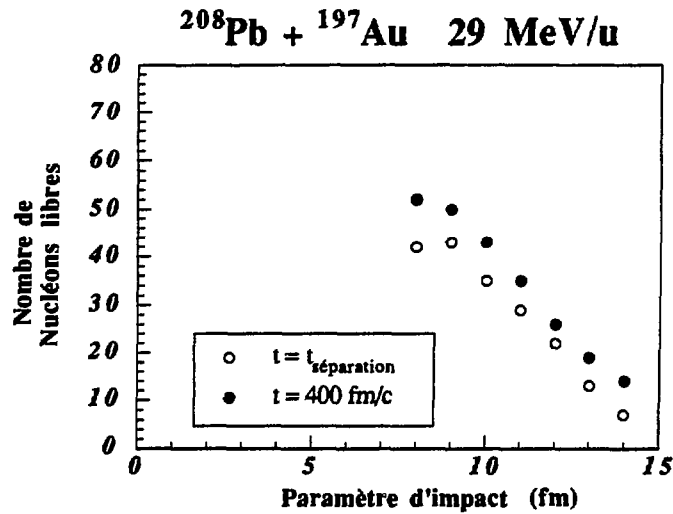
Nous allons maintenant considérer les nucléons qui sont libérés au cours de la réaction, c'est-à-dire les nucléons qui n'appartiennent à aucun cluster (selon la méthode d'identification de ceux-ci). Sur la figure 75, nous voyons le nombre de nucléons libres en fonction du temps pour différents paramètres d'impact ; sur la figure 76, nous avons repris l'évolution temporelle pour 4 paramètres d'impact différents pour bien voir les évolutions des pentes des courbes tout au long du temps.

Deux régimes peuvent être séparés sur ces figures. En dessous de 120 fm/c, la distribution des moments quadratiques en impulsions n'est pas équilibrée [De 93] et les nucléons libérés seront considérés comme des nucléons de pré-équilibre. Au delà, le nombre de nucléons considérés alors comme évaporés augmente avec le temps et, pour les plus petits paramètres d'impact, la pente vaut 3 nucléons pour 100 fm/c aux plus grands temps regardés ici, en accord avec les pertes de masse observées au paragraphe a.



▲ Fig 76 : nombre de nucléons libres en fonction du temps

Dans la figure 77, nous avons reporté le nombre de nucléons libres en fonction du paramètre d'impact pour l'instant de séparation et pour le temps $t = 400 \text{ fm/c}$. Une corrélation importante apparaît entre ce nombre de nucléons libérés et le paramètre d'impact.



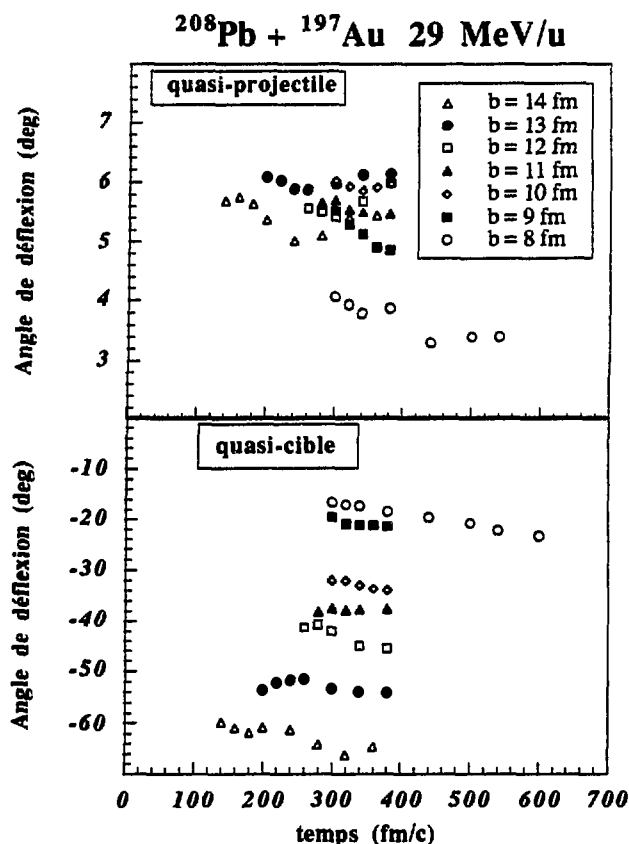
▲ Fig 77 : nombre de nucléons libres en fonction du paramètre d'impact

III 5 Evolutions des grandeurs cinématiques

Dans ce paragraphe, nous allons maintenant regarder les grandeurs cinématiques associées aux fragments, c'est-à-dire l'énergie cinétique collective dans le laboratoire ainsi que l'angle de déflexion. Pour pouvoir comparer à l'expérience, il nous faut connaître ces grandeurs pour des temps très grands devant les temps de simulations : les fragments que nous mesurons expérimentalement ont un temps de vol de quelques nano-secondes, soit 10^{12} fois plus grands que les temps mis en jeu dans les simulations ! Nous avons donc effectué un calcul analytique pour obtenir les valeurs à l'infini en ne tenant compte que de la répulsion coulombienne ; les paramètres de la trajectoire sont déterminés par les conditions initiales fixées par la simulation, c'est-à-dire l'instant à partir duquel nous supposons que les fragments ne subissent plus qu'une simple diffusion coulombienne.

a) angle de déflexion dans le laboratoire

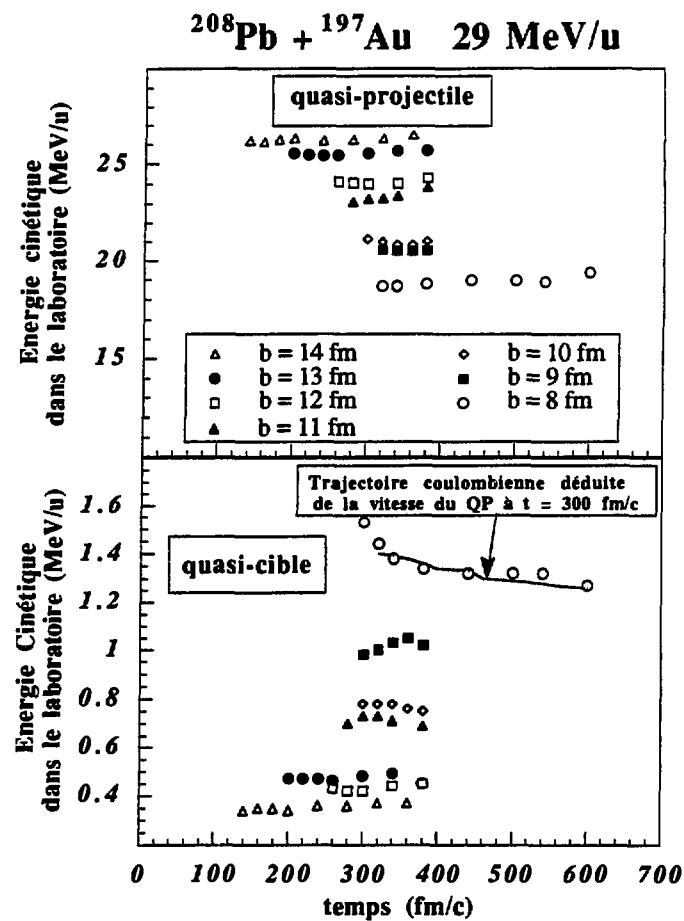
Sur la figure 78, nous avons porté l'angle de déflexion dans le laboratoire en fonction du temps. Nous voyons que pour $b \geq 9$ fm, le QP a un angle de déflexion compris entre 5° et 6° ; pour $b = 8$ fm, l'angle de déflexion vaut 3° . Pour tous les paramètres d'impact $b \geq 8$ fm, les angles de déflexion du quasi-projectile restent positifs, c'est-à-dire qu'il n'a pas subi une rotation qui l'amène à couper l'axe du faisceau. Nous avons une sensibilité plus forte de l'angle avec le paramètre d'impact pour la quasi-cible pour les collisions les plus périphériques. Nous avons vérifié en adoptant une cinématique binaire purement coulombienne qu'en prenant les caractéristiques cinématiques du quasi-projectile, nous retrouvions analytiquement les angles de la quasi-cible à mieux que 3° près.



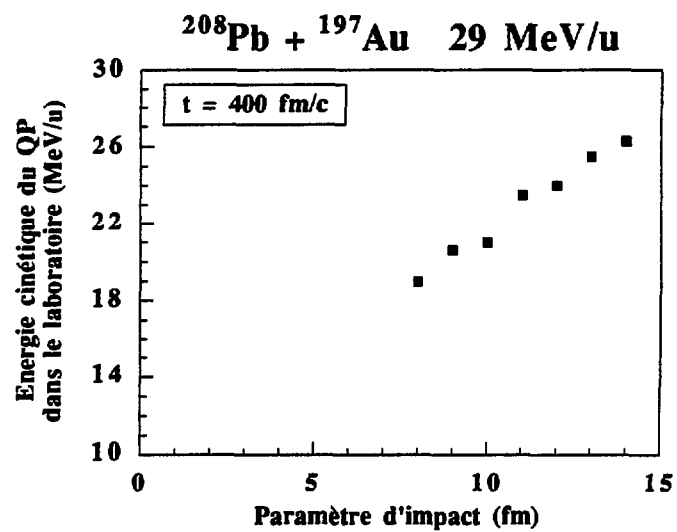
▲ Fig 78 : angle de déflexion des fragments dans le laboratoire en fonction du temps

b) énergie cinétique dans le laboratoire

La figure 79 montre l'énergie cinétique d'entraînement du QP et de la QC dans le laboratoire en fonction du temps (en MeV/A). Nous avons vérifié qu'en prenant pour conditions initiales l'instant de séparation, les trajectoires correspondent à une simple répulsion coulombienne ; les variations de masses que nous avons mises en évidence dans le paragraphe II-3 perturbent donc très peu les vitesses. Nous avons également vérifié pour le paramètre $b = 8$ fm que la vitesse relative entre le QP défini à 400 fm/c et le petit fragment qui s'en est détaché correspond à la répulsion coulombienne. De plus, nous avons regardé par une méthode numérique itérative que la présence du troisième corps à 9 et 10 fm modifie très peu les valeurs asymptotiques. A priori, il pourrait paraître étonnant que la quasi-cible perde de l'énergie en fonction du temps. C'est pourquoi nous avons reporté les valeurs déduites de la répulsion coulombienne dans le centre de masse. Le transfert d'énergie cinétique entre QP et QC est suffisamment grand à 8 fm pour que la composition des vitesses donne une perte apparente de vitesse pour la quasi-cible dans le référentiel du laboratoire.



▲ Fig 79 énergie cinétique des fragments dans le laboratoire en fonction du temps



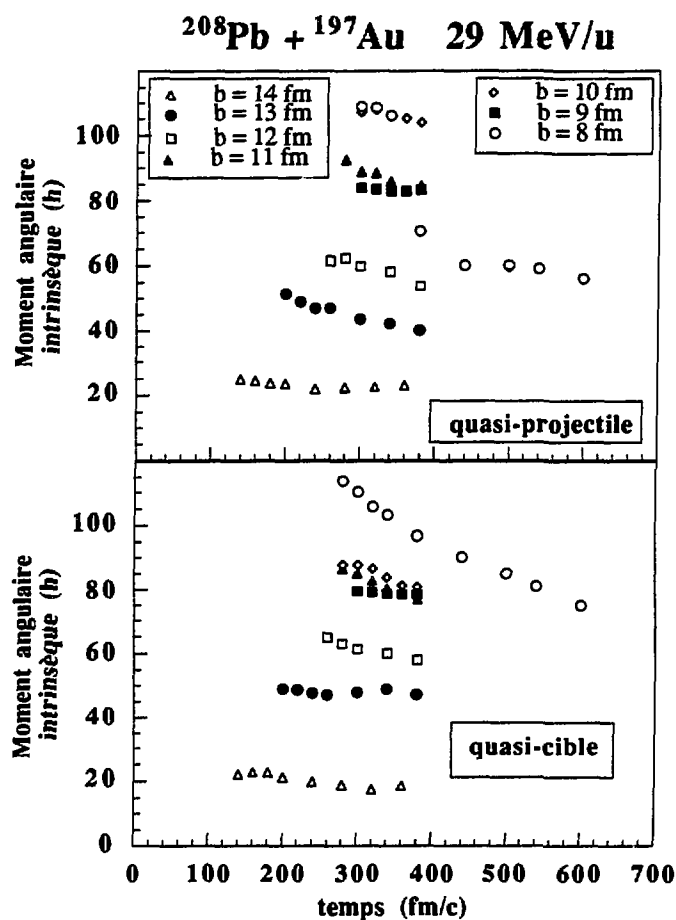
▲ Fig 80 : énergie cinétique du QP dans le laboratoire en fonction du paramètre d'impact

Dans la figure 80, nous avons porté l'énergie cinétique du quasi-projectile (en MeV/A) à l'infini en fonction du paramètre d'impact. Nous voyons que nous avons une forte corrélation entre la perte de vitesse du QP et le paramètre d'impact et que déjà à 8 fm, nous observons un amortissement important du mouvement relatif.

III-6 Le moment angulaire

Nous avons vu expérimentalement (partie C, chapitre III) que le moment angulaire joue un rôle important dans notre système. Il est donc très intéressant de voir ce que donnent les simulations pour ce paramètre. Nous regarderons essentiellement le moment angulaire intrinsèque des fragments suivant la direction Oz ; les autres composantes sont pratiquement nulles, ce moment angulaire correspondant à la rotation des noyaux sur eux mêmes.

a) évolution en fonction du temps.



▲ Fig 81 : moment angulaire intrinsèque des fragments en fonction du temps

La figure 81 montre l'évolution temporelle du moment angulaire. Le moment angulaire du QP et de la QC ont algébriquement le même signe. Nous voyons que pour $b = 14$ fm, ce moment angulaire est constant. Au delà, nous voyons que le moment angulaire a tendance à décroître en fonction du temps de façon linéaire. Les pentes croissent avec les paramètres d'impact décroissants. Pour $b = 8$ fm, la perte de moment angulaire est très importante pour la quasi-cible, ce qui traduit les variations importantes de forme que l'on peut voir sur les cartes en densité.

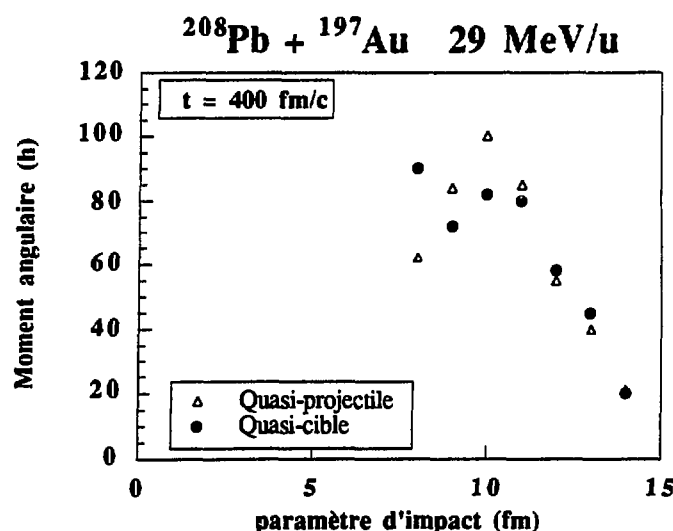
Le moment angulaire augmente jusqu'à $100 \hbar$ quand le paramètre d'impact diminue jusqu'à environ 10 fm. Pour des b plus petits, le moment angulaire diminue. Cet effet provient de la cassure multiple des fragments primaires pour les petits b ou, comme à 8 fm, de l'émission d'un fragment léger.

En comparant la figure 81 avec la figure 71, nous pouvons donner une valeur moyenne du moment angulaire emporté par un nucléon ; cette valeur varie entre 2.5 et $4 \hbar$ par nucléon.

b) moment angulaire et paramètre d'impact

Dans la figure 82, nous avons reporté la valeur du moment angulaire à 400 fm/c en fonction du paramètre d'impact. Nous voyons que le moment angulaire augmente d'abord linéairement avec le paramètre d'impact pour $b \geq 11$ fm. Le quasi-projectile et la quasi-cible ont des valeurs très proches. A 10 fm, les évolutions changent entre le QP et la QC : ils atteignent tous deux un maximum mais de valeur différente : $80 \hbar$ pour la QC contre $100 \hbar$ pour le QP. Ensuite, le moment angulaire du quasi-projectile diminue ; les valeurs données pour la QC à $b = 8$ fm sont indicatives car nous avons vu que pour 8 fm, une scission en deux fragments pourrait se produire (la QC est très allongée) ; ceci introduit un grand moment angulaire dû à la rotation des deux fragments autour de leur centre de gravité.

Les partages en moments angulaires sont donc égaux aux plus grands paramètres d'impact. Avec la diminution du paramètre d'impact, nous avons un partage de masse et de moment angulaire au profit du plus lourd, c'est-à-dire du quasi-projectile. Quand le moment angulaire transféré au QP dépasse $100 \hbar$, celui-ci émet brutalement un fragment léger. Le quasi-projectile devient alors plus léger que la quasi-cible qui, à son tour, acquiert plus de masse et de moment angulaire. Ceci permet d'interpréter l'évolution des masses jusqu'à 8 fm où le processus reste essentiellement binaire ; en dessous, il y a apparition de plus de deux fragments.



▲ Fig 82 : moment angulaire intrinsèque des fragments en fonction du paramètre d'impact

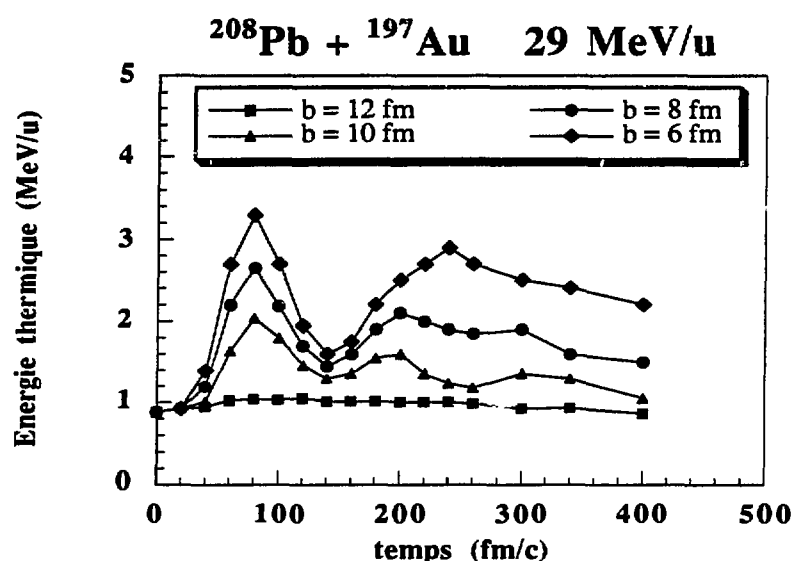
III-7 énergie d'excitation

L'énergie d'excitation thermique peut s'estimer à partir du diagramme en énergie (figure 69) : on soustrait l'énergie de Thomas-Fermi et les énergies collectives de l'énergie cinétique totale.

Le problème principal de ce calcul sont les ordres de grandeur mis en jeu : les énergies thermiques sont certainement assez petites, en particulier pour les paramètres les plus périphériques. Par contre, les énergies cinétiques et les énergies collectives sont très grandes (plusieurs GeV) et les incertitudes numériques résultant de la soustraction de ces deux grands nombres sont importantes. Une estimation correcte faite à partir d'un calcul sur réseau des énergies collectives et de l'énergie Thomas-Fermi froide serait couteuse en temps de calcul, aussi avons nous effectué ici une estimation grossière des énergies d'excitation

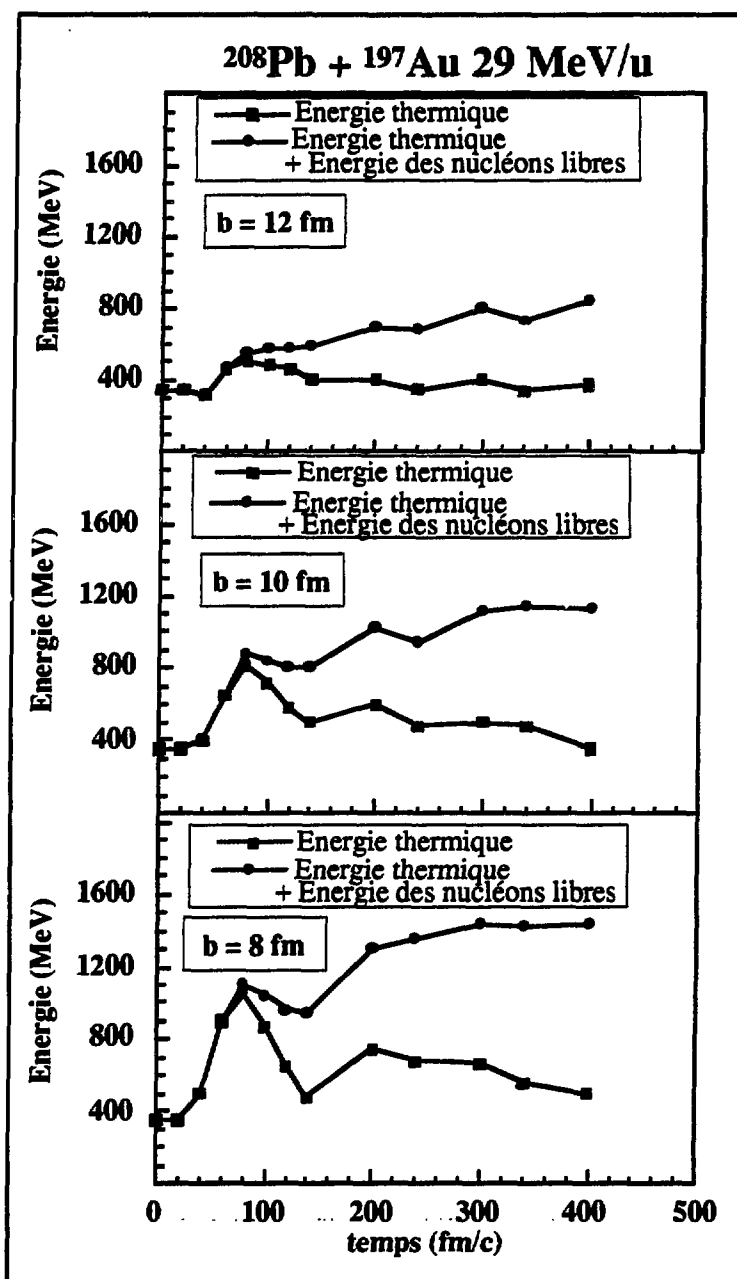
Sur la figure 83, nous avons porté l'énergie d'excitation intrinsèque totale par nucléon en fonction du temps, calculée par soustraction de l'énergie de Thomas Fermi et des énergies collectives de l'énergie cinétique totale. Nous constatons que, déjà à $t = 0$, cette énergie thermique n'est pas nulle et présente une valeur proche de 1 MeV/u que nous appellerons valeur seuil. Les courbes présentent des oscillations dues aux échanges entre les degrés de modes collectifs et de modes intrinsèques tout au long du temps, ce qui se traduit par des phases de compression et des phases de détente.

Nous pouvons définir un temps d'équilibration t_{eq} à partir de la relaxation du moment quadrupolaire en impulsions [De 93]. Pour tous les paramètres d'impact considérés ici, t_{eq} est voisin de 120 fm/c. Pour $t < t_{eq}$, le système se trouve dans une phase de pré-équilibre ; à cet instant, le nombre de gaussiennes libres est assez faible, de l'ordre de 20% du nombre total de gaussiennes libérées au bout de 400 fm/c. Au delà de t_{eq} , nous pouvons assimiler la libération des gaussiennes à une évaporation thermique. Pour effectuer une approximation grossière des énergies thermiques, nous allons faire l'hypothèse que le système s'est complètement désexcité lorsque l'énergie thermique a atteint sa valeur seuil définie ci-dessus. Nous constatons que à 12 fm et 10 fm, avec cette hypothèse, le système s'est quasiment complètement refroidi à 400 fm/c. En revanche, il reste encore une part non négligeable d'énergie d'excitation à 400 fm/c pour $b = 8$ fm.



▲ Fig 83 : énergie thermique totale (MeV/u) en fonction du temps

Sur les figures 84 (a à c), nous avons reporté l'énergie thermique ainsi que l'énergie thermique additionnée de l'énergie cinétique totale emportée par l'ensemble des gaussiennes libres. Cette dernière énergie est calculée par différence entre l'énergie totale et la somme des énergies cinétiques totales, des énergies coulombiennes et des énergies potentielles des gaussiennes liées. A nouveau, nous pouvons décomposer l'énergie emportée par les gaussiennes libérées en deux phases ; une première phase de pré-équilibre où quelques nucléons emportent une énergie importante et une deuxième phase ($t > t_{eq}$) d'équilibre. L'énergie emportée par les gaussiennes libres correspond alors à la somme de l'énergie emportée au cours de la phase d'émission de pré-équilibre ($t > t_{eq}$) et au cours de la phase d'émission équilibrée. Nous obtenons ainsi le tableau de la page 203.



▲ Fig 84 : énergie thermique totale (MeV) en fonction du temps et énergie thermique additionnée de l'énergie cinétique emportée par les nucléons libres

	Energie totale des gaussiennes libres	Energie de pré- équilibre ($t < 120$ fm/c)	Energie d'équilibre ($t > 120$ fm/c)
$b = 12$ fm	520 MeV	120 MeV	400 MeV
$b = 10$ fm	860 MeV	260 MeV	600 MeV
$b = 8$ fm	> 1000 MeV	360 MeV	> 640 MeV

Rappelons qu'à 8 fm, le système n'est pas complètement refroidi à 400 fm/c et nous n'obtenons ainsi qu'une limite inférieure comme indiquée dans le tableau.

IV. Comparaisons avec les résultats expérimentaux - discussion

Nous allons maintenant essayer de comparer les résultats expérimentaux obtenus avec l'hodoscope et les résultats que nous venons de décrire. Les simulations Landau-Vlasov permettent difficilement de reproduire la fission qui se produit à des temps dix fois supérieurs aux temps que nous simulons. Mais nous avons déterminé dans la partie C un certain nombre de caractéristiques du quasi-projectile primaire avant fission pour pouvoir tenter de retrouver cette fission dans les simulations ; d'un autre côté, nous avons vu dans les résultats expérimentaux que nous observions également des résidus lourds. Dans ce chapitre, nous allons montrer les divergences et les points d'accord entre les simulations théoriques et les mesures expérimentales.

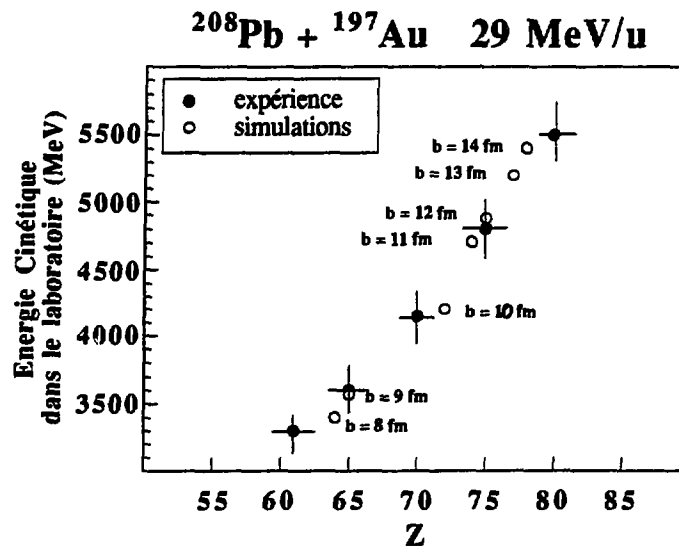
IV-1 : caractéristiques cinématiques des résidus

a) énergie cinétique

Expérimentalement, nous avons vu que pour nous pouvons observer des résidus lourds qui n'ont pas fissionné. Nous avons comparé cette observation avec les fragments lourds obtenus dans les simulations de la façon suivante :

Dans la figure 85, nous montrons la valeur la plus probable du spectre en énergie en fonction du numéro atomique du fragment mesuré expérimentalement (points noir) ; les incertitudes dues à notre identification et notre étalonnage sont représentées par les barres d'erreurs. Ces points correspondent à des fragments observés et donc à des fragments froids. Sur cette figure, nous avons reporté les valeurs obtenues par les simulations (ronds blancs) pour le temps $t = 400$ fm/c.

Nous avons vu qu'à 400 fm/c, les fragments primaires n'étaient pas encore complètement désexcités pour les collisions les plus centrales. Cette désexcitation se traduit par une perte de charge et d'énergie cinétique pour les fragments finals. Nous voyons que les valeurs expérimentales et calculées présentent des évolutions cohérentes de la perte d'énergie avec la violence de la collision. L'absence d'évaluation rigoureuse des énergies d'excitation ne permet pas de comparaison plus poussée. En particulier, les effets d'isospin qui ne sont pas inclus dans le calcul devraient être très sensibles pour ce système lourd et riche en neutrons.



▲ Fig 85 : matrice E-Z : comparaison entre l'expérience (point noirs) et les simulations Landau-Vlasov (points blancs)

b) diagramme de Wilczynski

Wilczynski a montré [Wi 73] qu'une bonne représentation pour les résidus du quasi-projectile dans les réactions périphériques consistait à représenter l'énergie cinétique totale des fragments primaires dans le centre de masse en fonction de leur angle dans ce référentiel. Pour des collisions de plus en plus violentes, le quasi-projectile va être de plus en plus freiné, mais également de plus en plus défléchi en raison du potentiel nucléaire. Sur la figure 86, nous montrons la relation énergie-angle obtenue à partir des simulations. Nous voyons que pour un $b \geq 10$ fm, l'angle de déflexion reste pratiquement constant ; le système étant très lourd, les effets coulombiens sont également importants et la répulsion coulombienne peut compenser les effets nucléaires. En dessous de $b = 10$ fm, la zone de recouvrement est suffisamment grande pour que ces effets deviennent plus importants : le "collage" entre les deux noyaux implique alors une déflexion par rotation du système autour du centre de masse ; nous avons vu que les moments angulaires de la cible et du projectile ont le même signe, ce qui privilégie

l'hypothèse de la rotation rigide par rapport à un phénomène de roulement des deux noyaux l'un sur l'autre. Sur la figure 86, nous avons reporté les valeurs obtenues avec Landau-Vlasov et les valeurs obtenues au moyen de la fission du Quasi-Projectile (cf p 139) et traduites dans le centre de masse de la réaction.

Les simulations donnent des caractéristiques cinématiques des résidus lourds cohérentes pour les collisions périphériques.

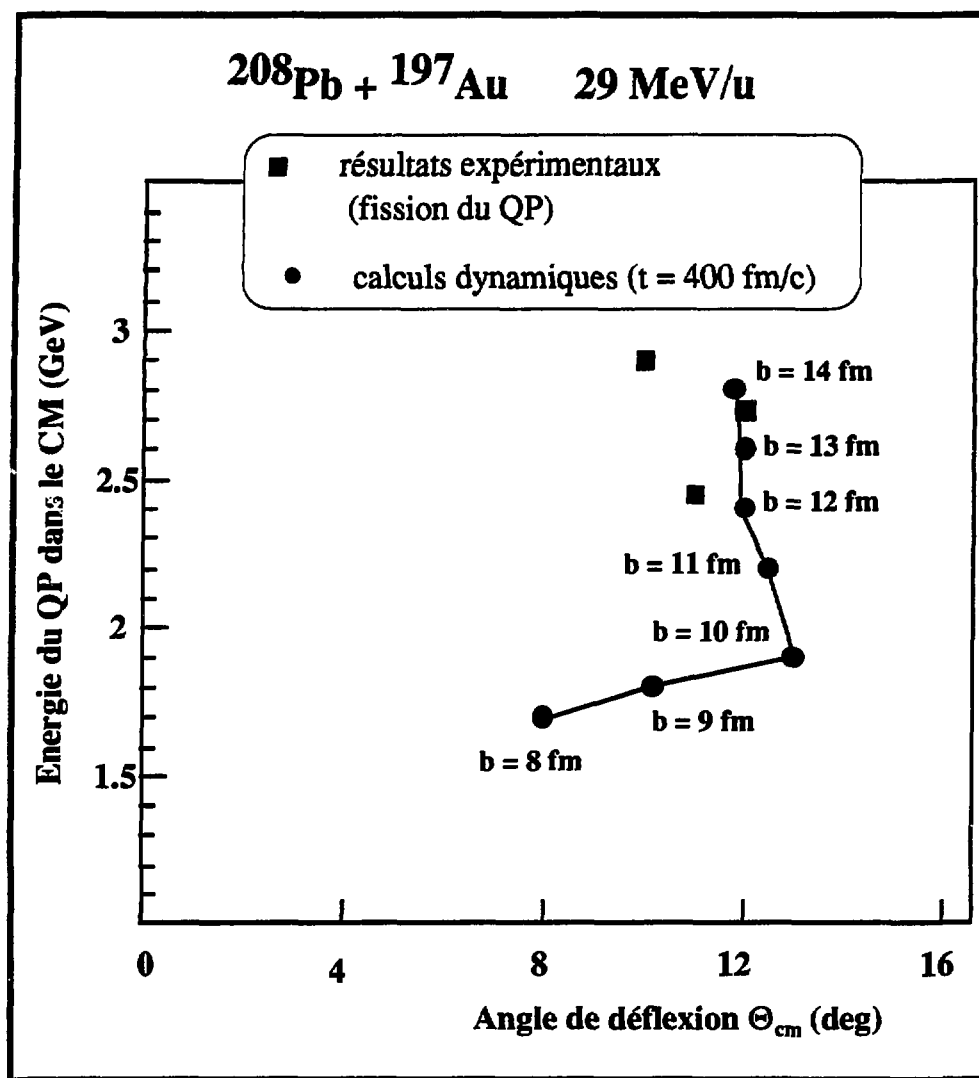
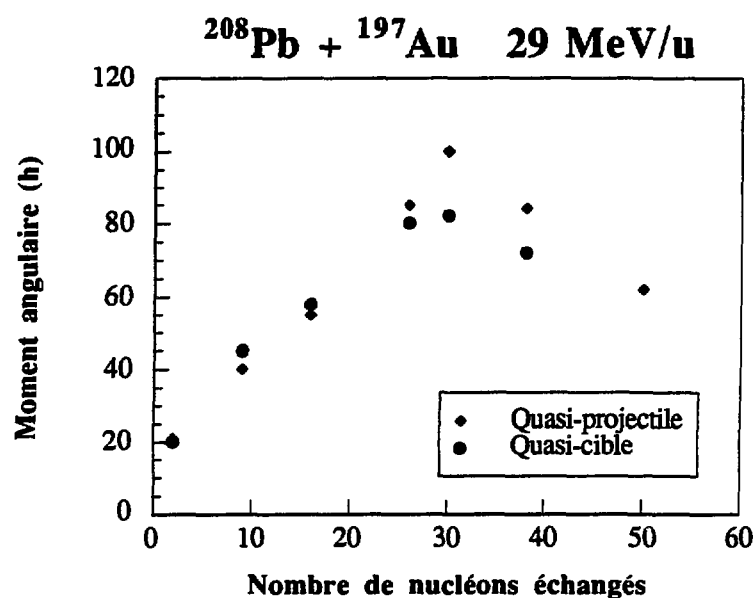


Fig 86 : diagramme de Wilszynski pour le système Pb+Au

IV. 2. Le moment angulaire

Nous avons vu que le moment angulaire augmente pour les premiers paramètres d'impact jusqu'à une valeur maximale ; au delà de $b = 10$ fm, le moment angulaire du quasi-projectile décroît. Quels sont les phénomènes qui peuvent induire ces transferts de moment angulaire ? Pour les collisions les plus périphériques, les noyaux échangent des nucléons de surface au voisinage du point de contact. Les nucléons échangés ont un moment linéaire opposé (en direction) à la vitesse moyenne du noyau dans lequel ils sont transférés ; ils induisent donc une vitesse tangentielle à ce noyau avec un moment par rapport au centre de gravité assez grand ; par conséquent, ils peuvent induire un mouvement de rotation dans le projectile et la cible ; la vitesse angulaire sera quasiment la même (en valeur et en sens) puisque le nombre de nucléons échangés est symétrique.



▲ fig 87 : moment angulaire en fonction du nombre de nucléons échangés

Sur la figure 87 nous avons reporté le moment angulaire en fonction du nombre de nucléons transférés d'un noyau à l'autre. Nous voyons que le moment angulaire transféré est lié à ces transferts de nucléons, du moins jusqu'à $b = 10$ fm ; au delà, nous perdons complètement la corrélation.

Les valeurs de moments angulaires que nous avons obtenus expérimentalement l'ont été à partir des caractéristiques cinématiques des fragments de fission du quasi-projectile. Le quasi-projectile fissionnant conserve, quelque soit la violence de la collision, un Z proche de celui du projectile. Il apparaît, d'après la figure 72, que déjà à 14 fm, le quasi-projectile extrait des simulations a un Z très inférieur à celui du projectile. Un tel désaccord provient probablement de l'absence d'effets d'isospin dans la simulation. Ces effets d'isospin renforcent en effet l'émission de neutrons par le quasi-projectile au détriment de l'émission de particules chargées.

Les vitesses du QP fissionnant mesurées sont toujours supérieures à 7.1 cm/ns pour des énergies d'excitation inférieures à 255 MeV. D'après la figure 80, les simulations ne prévoient une vitesse compatible (7.1 cm/ns) que pour le paramètre le plus grand traité ici, soit 14 fm. La valeur du moment angulaire calculé après désexcitation est alors de $22 \hbar$, valeur tout-à-fait compatible avec celles mesurées au point selle. Les estimations très approchées d'énergie d'excitation que nous avons fait au paragraphe III-7 semblant également donner des valeurs compatibles avec l'expérience, d'autant plus que la détection de fragment de fission peut conduire à sélectionner des événements primaires pour lesquels la symétrie du système dans la voie d'entrée n'est pas respectée dans la voie de sortie à cause de fluctuations, fluctuations non traitées par le calcul.

207/208

CONCLUSIONS

"Comment en un plomb vil l'or pur s'est-il changé ? "

Jean RACINE - Andromaque III-7 Joad

Pouvons nous aujourd'hui répondre à la boutade de Joad ? Certainement ! Depuis les expériences de Rutherford de 1907, on sait comment opérer des transmutations dans les éléments chimiques : il suffit de les bombarder par d'autres éléments chimiques. Le rêve philosophique de Raymond Lulle ou d'Isaac Newton aboutit à la réalité de la physique nucléaire. Il convient d'observer au passage combien l'intuition des alchimistes anciens étaient étonnamment juste, car les deux métaux les plus proches de l'or par leur numéro atomique sont bien le mercure et le plomb. Dans notre expérience, nous avons pu ainsi aussi bien transformer le plomb en or que l'or en plomb !

Mais revenons plus précisément au sujet qui nous préoccupe ici...

Dans l'expérience présentée ici, nous avons étudié le système Pb+Au à l'énergie incidente de 29 MeV/u avec ORION et l'hodoscope, nous avons pu obtenir un certain nombre de résultats qui ont été présentés dans ce document, en particulier grâce à la multiplicité de neutrons (M_n). C'est ainsi que nous avons pu mettre en évidence les différents régimes qui gouvernent la réaction Pb+Au, en particulier en regardant la relation entre M_n et le numéro atomique de l'élément détecté, ou en sélectionnant les matrices Z-Energie par M_n . Ces régimes se distinguent par la taille des fragments et par le domaine en énergie d'excitation représenté par M_n . Nous avons ainsi fait apparaître trois régimes principaux :

- ☛ un domaine de résidus lourds
- ☛ un domaine de fragments de fission
- ☛ un domaine de fragments de masses intermédiaires.

Les plus hautes multiplicités de neutrons sont uniquement associées à une détection de Fragments de Masse Intermédiaire (FMI). Néanmoins, l'existence de résidus lourds associés à ces multiplicités de neutrons ne peut pas être exclue à cause des seuils de détection. Pour les collisions les plus violentes, les FMI sont associés à des M_n voisines de 83 neutrons (valeurs corrigées de l'efficacité), ce qui correspond à une émission de tous les neutrons en excès dans le système. Cette dissociation complète du système en des petits fragments peut avoir deux origines distinctes : soit elle signe un nouveau mécanisme prédit par les études théoriques - la multifragmentation -, soit elle provient des violentes perturbations de la matière nucléaire (énergie d'excitation, moment angulaire, déformation) associées aux collisions d'ions très lourds qui conduisent les noyaux primaires formés à des fragmentations successives. Pour trancher expérimentalement entre ces deux situations, il faut regarder les collisions de façon très exclusives, par exemple avec un détecteur 4π de produits chargés, et essayer de déterminer le caractère prompt ou séquentiel de cette dissociation. Des simulations réalisées à partir de l'équation de Landau Vlasov indiquent que les quantités importantes de moment angulaire transférées aux fragments sont responsables de l'émission rapide de FMI. Le système émet alors des fragments légers pour se stabiliser vis à vis du moment angulaire.

C'est encore grâce à la multiplicité de neutrons que nous avons pu caractériser la fission du quasi-projectile. Pour cela, nous avons analysé les sections efficaces invariantes dans le plan des vitesses $V_{//}$ - V_{\perp} . En particulier, nous avons pu déterminer les caractéristiques cinématiques du quasi-projectile qui fissionne et des fragments de fission ainsi que les énergies d'excitation et les sections efficaces associées à ce mécanisme de fission séquentielle du QP. Nous avons ainsi montré que cette fission intervient pour des collisions périphériques et pour des fragments de numéro atomique restant proche de celui du plomb.

La fission du quasi-projectile nous a permis de remonter à des valeurs de moments angulaires minimales (J_{\min}) pour les quasi-projectiles fissionnant. Grâce à des simulations et avec des hypothèses minimales sur les largeurs des distributions des QP primaires, nous avons pu déterminer J_{\min} au point selle (environ $30 \hbar$ indépendamment de la violence de la collision) et les J_{\min} des QP primaires qui augmentent avec la violence de la collision jusqu'à environ $60 \hbar$ pour les QP fissionnant. Bien que les simulations de type Landau Vlasov fassent apparaître un accord qualitatif, l'absence d'effets d'isospin aussi bien que de fluctuations dans les calculs rend encore prématurées des comparaisons détaillées avec l'expérience.

Aux angles à l'avant, nous avons également observé des résidus lourds du projectile dont la particularité est d'être associés à des multiplicités neutrons de plus en plus grandes si leur numéro atomique décroît. Ces résidus chauds ont une vitesse inférieure à la vitesse du projectile, et pour les résidus les plus légers, la perte d'énergie est d'environ 1 GeV. L'hypothèse la plus plausible reste les transferts très inélastiques, comme dans le système Mo+Mo [Ch 91]. Cette conclusion est en accord avec les mesures de Lecolley et al [Le 93] sur le même système. Notre système de détection ne nous permet pas d'observer une partie importante de la section efficace des résidus lourds et ne permet donc pas de tirer de conclusions sur la compétition fission-évaporation qui doit intervenir pour expliquer la survie sous forme de résidus de noyaux aussi chauds et aussi lourds ayant des barrières de fission nulles

Les collisions Pb + Au sont donc toujours régies à 29 MeV/u par des mécanismes de type transferts très inélastiques, mais le moment angulaire joue un rôle très important dans la voie de sortie. Des expériences plus exclusives permettant des estimations précises de moments angulaires transférés à partir des émissions rapides de particules chargées légères ou de fragments de masse intermédiaire semblent donc indispensables pour ces systèmes lourds afin de mieux comprendre les mécanismes de dissociations.

ANNEXES

ANNEXE 1 :
Liste des figures

partie A

- 1 Ensemble de détection des particules chargées
- 2 L'hodoscope
- 3 Principe de détection d'un neutron
- 4 Distribution de probabilité de temps de capture
- 5 Réactions entre un neutron et le scintillateur
- 6 Le détecteur ORION
- 7 Efficacité de détection d'un neutron
- 8 Structure en temps du comptage des neutrons
- 9 Electronique de détection
- 10 Electronique des neutrons
- 11 Déclenchement de l'acquisition
- 12 Mise en temps de l'acquisition
- 13 Matrices E- ΔE (a,b,c)
- 14 Etalonnage avec une capacité
- 15 Etalonnage avec le générateur
- 16 Matrice E- ΔE étalonnée avec le pic élastique
- 17 Energies déposées dans le deuxième et le troisième membre
- 18 Matrice E- ΔE étalonnée avec les tables
- 19 Etalonnage et identification des $Z > 48$
- 20 Efficacité de détection pour Pb+Au
- 21 *Multiplicité de neutrons et temps mort d'acquisition*
- 22 Spectre en temps entre HF et le signal rapide d'Orion

partie B

- 23 Matrice E-Z
- 24 Forme générale de la distribution de multiplicité de neutrons
- 25 Relation entre multiplicité de neutrons et paramètre d'impact
- 26 Corrections de la distribution mesurée
- 27 Spectre en temps entre HF et le signal rapide d'Orion
- 28 Distribution de multiplicité de neutrons
- 29 Multiplicités de neutrons dans le système Ar+Au et dans Pb+Au
- 30 Matrice multiplicité de neutrons - Z détecté
- 31 Matrice Energie - Z détecté sélectionnées par M_n
- 32 idem (3 dimensions)
- 33 Distributions de Z
- 34 Distributions de Z sélectionnées par M_n
- 35 Distributions angulaires
- 36 Distributions angulaires sélectionnées par M_n (a, b, c)
- 37 Spectres en énergies
- 38 Spectres en énergies sélectionnés par M_n
- 39 Distributions de multiplicité de neutrons
- 40 Distributions de multiplicité de neutrons pour différents Z
- 41 Multiplicités moyennes et écart type des distributions de M_n
- 42 Problème des comptages multiples
- 43 Spectres en énergie avec et sans comptages multiples
- 44 Matrice énergie- M_n pour les résidus lourds.

partie C

45	Courbe d'énergie potentielle dans le mécanisme de fission
46	Diagramme cinématique de la fission
47	Sections efficaces invariantes dans le plan $V_{//}$ - V_{\perp} .
48	Méthode d'ajustement des cercles
49	Vitesses des fragments de fission en fonction de Z
50	Angles de déflexion du QP en fonction du Z détecté
51	Vitesse du quasi-projectile en fonction du Z détecté
52	Effets de moment angulaire
53	Calculs statistiques pour estimer l'énergie des neutrons d'évaporation
54	Estimation des sections efficaces pour la fission
55	Sections efficaces de production des fragments de fission
56	Sections efficaces de fission et températures du QP en fonction de la M_n
57	Définition des grandeurs géométriques pour les effets de moment angulaire
58	Fonction de probabilité de la distribution hors-plan
59	Définition des grandeurs géométriques pour les simulations
60	Simulation des effets de moment angulaire sans fluctuation
61	Estimation du paramètre p le plus probable
62	Influences des fluctuations sur l'estimation du paramètre p
63	Influence du désalignement sur l'estimation du paramètre p
64	Valeurs minimales de la partie alignée du moment angulaire
65	Calculs de type goutte liquide sur la barrière de fission

partie D

66	Le terme de collision dans l'équation de Landau Vlasov
67	Méthode du seuil pour l'identification des fragments
67	Masse du fragment détecté en fonction du seuil en densité
69	Bilan schématique des énergies dans les simulations Landau-Vlasov
70	(a à f) : cartes de densités pour le système Pb+Au
71	Evolution des masses au cours du temps
72	Evolution des masses et des Z en fonction du paramètre d'impact
73	Evolution du rapport $(A_{QP}-A_{QC})/(A_{QP}+A_{QC})$ avec le temps
74	Nombre de nucléons échangés en fonction du paramètre d'impact
75	Nombre de nucléons libres en fonction du temps
76	Nombre de nucléons libres en fonction du temps (bis)
77	Nombre de nucléons libres en fonction du paramètre d'impact
78	Angle de déflexion des fragments dans le laboratoire en fonction du temps
79	Energie cinétique des fragments dans le laboratoire en fonction du temps
80	Energie cinétique du QP dans le labo. en fonction du paramètre d'impact
81	Moment angulaire intrinsèque des fragments en fonction du temps
82	Moment angulaire des fragments en fonction du paramètre d'impact
83	Energie thermique totale (MeV/u) en fonction du temps
84	Energie thermique et énergie cinétique des gaussiennes libres
85	Comparaison de la matrice E-Z expérimentale et calculée.
86	Diagramme de Wilscinsky pour le système Pb+Au (expérimental et calculé)
87	Moment angulaire en fonction du nombre de nucléons échangés

IV

ANNEXE 2 : *caractéristiques du système $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$*

❑ *caractéristiques du projectile :*

Numéro atomique : $Z_p = 82$ Masse : $A_p = 208$
Neutrons : $N_p = 126$ (*excès : 44*) Isospin : $Z_p/A_p = 2.54$
Energie : $E_p = 6032 \text{ MeV}$ Vitesse : 29 MeV/u soit 7.44 cm/ns
Angle d'effleurement : 13° (*centre de masse*) soit 6° (*laboratoire*)
Energie à l'angle d'effleurement : (*labo*) 5950 MeV
Excès de masse : $-19.5 \text{ MeV}/c^2$
Rayon de demi-densité : $R_p^{1/2} = 6.8 \text{ fm}$

❑ *caractéristiques de la cible:*

Numéro atomique : $Z_p = 79$ Masse : $A_p = 197$
Neutrons : $N_p = 118$ (*excès : 39*) Isospin : $Z_p/A_p = 2.50$
Angle d'effleurement : -16.7° (*centre de masse*) soit 84° (*laboratoire*)
Energie à l'angle d'effleurement : (*labo*) 80 MeV
Excès de masse : $-28.6 \text{ MeV}/c^2$
Rayon de demi-densité : $R_p^{1/2} = 6.7 \text{ fm}$

❑ *caractéristiques du système :*

Energie du centre de masse : $E_{cm} = 2934 \text{ MeV}$ soit $V_{cm} = 3.6 \text{ cm/ns}$
Rayon d'interaction : $R_{int} = 15.9 \text{ fm}$ $R_0 = 1.35 \text{ fm}$
Barrière de Coulomb : $V_c(R_{int}) = 587 \text{ MeV}$ $E_{cm}/V_c(R_{int}) = 5$
Moment angulaire total à l'angle d'effleurement : $J_{max} = 1690 \hbar$
Paramètre d'impact maximal : $b_{max} = 14 \text{ fm}$
Section efficace totale (géométrique) : $\sigma_R = 6.3 \text{ barns}$

ANNEXE 3 :

*calculs de changement de référentiel
pour l'estimation des sections efficaces invariantes
dans la fission du quasi-projectile*

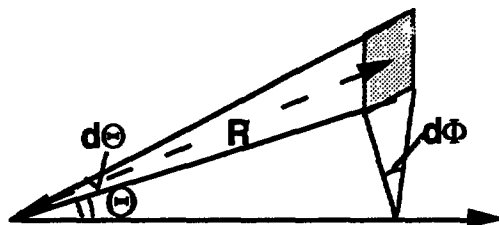
Pour déterminer les sections efficaces, il suffit de connaître la distribution complète $d\sigma/d\Omega$ pour chaque fragment. La section efficace totale est alors donnée par l'intégration sur toutes les directions possibles autour de l'axe du faisceau et sur tous les angles Θ . La surface de l'anneau compris entre les angles Θ et $d\Theta$ vaut, en supposant $d\sigma/d\Omega$ constant pour une direction Θ donnée :

$$\frac{d\sigma}{d\Theta} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) 2\pi \sin(\Theta) \quad (\text{eq. II-1})$$

La section efficace vaut alors :

$$\sigma = \int_0^\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) 2\pi \sin(\Theta) d\Theta$$

Malheureusement, avec l'hodoscope, nous ne connaissons ces distributions que sur un domaine angulaire allant de 6° à 20° ; il nous manque donc, en particulier la contribution des petits angles. Dans un premier temps, nous allons donc calculer la forme de la distribution de façon analytique. Pour cela, il nous faut établir les formules de changement de repère pour passer du référentiel de la source au référentiel du laboratoire. Dans la figure ci dessous qui permet de fixer la description géométrique des angles, le repère des angles donné par la flèche horizontale représente la direction de recul de la source d'émission considérée, le fragment étant émis à l'angle Θ :



Dans le référentiel de la source ou dans la laboratoire, l'angle solide est donné par :

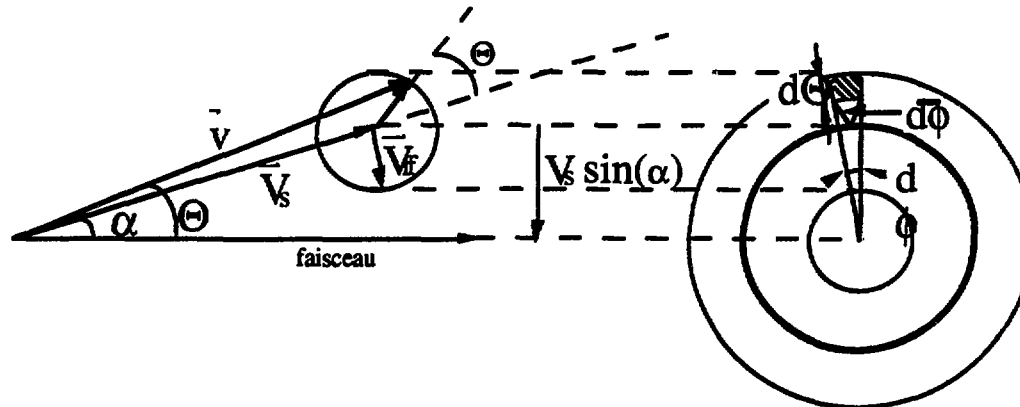
$$d\Omega = \frac{1}{R^2} \times (R \sin\Theta d\Theta) (R d\Phi)$$

Soit :

$$d\Omega = \sin\Theta \cdot d\Theta \cdot d\Phi$$

VI

Dans notre cas, la source a un angle de diffusion non nul (α) :



description géométrique de l'émission des fragments de fission
par un noyau se déplaçant à un angle non nul.

Sur le schéma ci dessus, nous avons indiqué les grandeurs dans le référentiel de la source en les surlignant. Nous voyons que, dans ce cas, et à la différence du cas où $\alpha = 0^\circ$, nous avons :

$$d\bar{\Phi} \neq d\Phi$$

Dans la suite, nous poserons (voir figure pour notations) :

$$K = V \cos(\alpha) / \bar{v}$$

Nous avons :

$$\begin{cases} v \cos\Theta = V \cos\alpha + \bar{v} \cos(\alpha + \bar{\Theta}) \\ v \sin\Theta = V \sin\alpha + \bar{v} \sin(\alpha + \bar{\Theta}) \end{cases}$$

La relation qui lie $d\Phi$ et $d\bar{\Phi}$ vaut :

$$L = \bar{v} \sin\bar{\Theta} d\bar{\Phi} = v \sin\Theta d\Phi = \{ V \sin\alpha + v \sin(\alpha + \bar{\Theta}) \} d\Phi$$

$$\frac{d\bar{\Phi}}{d\Phi} = \frac{K \operatorname{tg}\alpha + \sin(\bar{\Theta} + \alpha)}{\sin\bar{\Theta}}$$

Nous cherchons à calculer le rapport :

VII

$$\frac{d\bar{\Omega}}{d\Omega} = \frac{\bar{\Sigma}}{\Sigma}$$

pour obtenir la distribution dans le référentiel du labo.

Ce rapport vaut

$$\frac{\bar{\Sigma}}{\Sigma} = \left(\frac{\sin \bar{\Theta}}{\sin \Theta} \right) * \left(\frac{d\bar{\Theta}}{d\Theta} \right) * \left(\frac{d\bar{\Phi}}{d\Phi} \right)$$

calcul de $d\bar{\Theta}/d\Theta$:

$$\frac{\partial \tan \bar{\Theta}}{\partial \bar{\Theta}} = 1 + \tan^2 \bar{\Theta}$$

$$\frac{\partial \tan \bar{\Theta}}{\partial \bar{\Theta}} = \frac{\cos(\bar{\Theta} + \alpha) (K + \cos(\bar{\Theta} + \alpha)) + \sin(\bar{\Theta} + \alpha) (K \tan \alpha + \sin(\bar{\Theta} + \alpha))}{(K + \cos(\bar{\Theta} + \alpha))^2}$$

$$\text{donc : } \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \Theta} = \left(1 + \frac{(K \tan \alpha + \sin(\bar{\Theta} + \alpha))^2}{(K + \cos(\bar{\Theta} + \alpha))^2} \right) \times \frac{(K + \cos(\bar{\Theta} + \alpha))^2}{1 + K \cos(\bar{\Theta} + \alpha) + K \tan \alpha \sin(\bar{\Theta} + \alpha)}$$

$$\text{soit : } \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \Theta} = \frac{K^2(1 + \tan^2 \alpha) + 2K(\cos(\bar{\Theta} + \alpha) + \tan \alpha \sin(\bar{\Theta} + \alpha)) + 1}{1 + K \cos(\bar{\Theta} + \alpha) + K \tan \alpha \sin(\bar{\Theta} + \alpha)}$$

calcul du rapport : $\frac{\sin \bar{\Theta}}{\sin \Theta}$

Il est difficile de trouver une relation qui ne tienne compte que des angles dans le centre de masse ; le plus rapide est encore d'exprimer $\bar{\Theta}$ en fonction de Θ :

$$\bar{\Theta} = \tan^{-1} \left(\frac{K \tan \alpha + \sin(\bar{\Theta} + \alpha)}{K + \cos(\bar{\Theta} + \alpha)} \right)$$

et d'en déduire le rapport :

$$\frac{\sin \bar{\Theta}}{\sin \Theta}$$

REFERENCES

- | | | |
|--------------|-----------------------|--|
| <i>An 85</i> | R. Anne et al | Ganil P85-04 (1985) |
| <i>Ba 80</i> | B. B. Back et al | PR C22 (1980) 1927 |
| <i>Bi 92</i> | G. Bizard et al | Phys. Lett. B276 (1992) 413 |
| <i>Bo 91</i> | D. R. Bowman et al | Nuc. Phys. A523 1991) 386 |
| <i>Bo 92</i> | B. Borderie | IPNO-DRE-92-03 (1992) |
| <i>Ca 90</i> | Cassimi et Grandin | Communication privée |
| <i>Ch 72</i> | E. Cheifetz et al | Phys. Rev. C6 (1972) 1384 |
| <i>Ch 88</i> | R. J. Charity et al | Nuc. Phys. A483 (1988) 371 |
| <i>Ch 91</i> | R. J. Charity et al | Z. Phys A341 (1991) 53 |
| <i>Ch 92</i> | A. Chbihi | Nuc. Phys. A545 (1992) 229c |
| <i>Co 74</i> | S. Cohen et al | Ann. Phys. (N. Y.) 82 (1974) 557 |
| <i>Cr 90</i> | E. Crema | données non publiées |
| <i>Cr 91</i> | E. Crema et al | Phys. Lett. B258 (1991) 266 |
| <i>Da 69</i> | K. T. T. Davies et al | PR 177 (1969) 1519 |
| <i>Da 86</i> | R. Dayras et al | Nuc. Phys. A460 (1986) 299 |
| <i>Da 89</i> | R. Dayras et al | Phys. Rev. Let. 62 (1989) 1017 |
| <i>De 90</i> | F. Delaunay | Thèse de l'université de Caen, 1990 |
| <i>De 93</i> | V. De La Mota | à paraître |
| <i>Dy 79</i> | P. Dyer et al | Nuc. Phys. A322 (1979) 205 |
| <i>Fi 85</i> | E. C. Finch et al | NIM 228 (1985) 402 |
| <i>Fi 87</i> | E. C. Finch | NIM A257 (1987) 381 |
| <i>Fr 76</i> | J. Fréhaut | NIM 135 (1976) 511 |
| <i>Ga 80</i> | A. Gavron | PR C21 (1980) 230 |
| <i>Ga 90</i> | J. Galin | XXIst Summer School on Nuclear Physics,
Mikolajki (Pologne) 1990 (IOP Publishing Limited)
et Préprint Ganil P90-17 |
| <i>Ga 92</i> | F. Garcias et al | Nuc. Phys. A538 (1992) 275c |
| <i>Gr 87</i> | C. Gregoire et Al | Nuc. Phys. A465 (1987) 317 |
| <i>Gr 88</i> | C. Gregoire et Al | Z. Phys. A329 (1988) 497 |
| <i>Gr 88</i> | O. Granier et Al | Nuc. Phys. A481 (1988) 109 |
| <i>Gu 78</i> | Gupta et al | NIM 148 (1978) 77 |
| <i>Gu 91</i> | D. Guerreau | Invited talk at the International Symposium Nikko91
Nikko, Japon, 1991 |
| <i>Ha 79</i> | D. Harrach | PRL 42 (1979) 1728 |
| <i>Hi 86</i> | D. J. Hinde et al | Nuc. Phys. A452 (1986) 550 |
| <i>Hi 89</i> | D. Hilscher et al | PRL 62 (89) 1099 |

<i>Ho 77</i>	N. Holden	Ref. dans Tables of Isotopes, M. Lederer, New York 1978
<i>Hu 86</i>	F. Hubert et al	<i>Mesure du pouvoir d'arrêt de matériaux solides</i> (Ecole Navale et Groupe - Ecoles de Poulmic, 1986)
<i>Ie 92</i>	K. Ieki et al	J. Phys G18 (1992) 401
<i>Ja 83:</i>	U. Jahnke et al	Lecture Notes in Phys., Springer Verlag (1983) 170
<i>Ja 86</i>	U. Jahnke et al	Phys. Rev. Let. 57 (1986) 190
<i>Ji 89</i>	D. X. Jiang et al	Nuc. Phys. A503 (1989) 560
<i>Ke 66</i>	A. K. Kerman et al	PR 147 (1966) 710
<i>Ki 82</i>	T. Kitahara et al	NIM 196 (1982) 153
<i>Kn 92</i>	K. Knoche et al	Z. Phys. A 342 (1992) 319
<i>La 62</i>	R. W. Lamphere	Nuc. Phys. 38 (1962) 561
<i>Le 85</i>	S. Levit et P. Bonche	Nuc. Phys. A347 (1985) 426
<i>Le 86</i>	S. Leray	J. Phys C4-47 (1986) 275
<i>Le 93</i>	J. F. Lecolley et al	à paraître dans Physics Letters
<i>Lo 93</i>	B. Lott et al	Ganil P93-03
<i>Ma 85</i>	Margaria et Tillier	Ganil A85-04
<i>Mo 78</i>	J. B. Moulton et al	NIM 157 (1978) 325
<i>Mo 88</i>	M. Morjean et al	Phys. Lett. B203 (1988) 215
<i>Mo 91</i>	M. Morjean et al	Nuc. Phys. A529 (1991) 179
<i>Na 87</i>	M. N. Namboodiri et al	PR C35 (1987) 149
<i>Ne 66</i>	A. Neiler et al	PR 149 (1966) 894
<i>Og 86</i>	M. Ogihara et al	NIM A251 (1986) 313
<i>Pa 68</i>	J. B. Parker	NIM 60 (1960) 7
<i>Po 74</i>	J. Poitou et Signarbieux	NIM 114 (1974) 113
<i>Qu 93</i>	B. Quednau et al	à paraître
<i>Re 54</i>	F. Reines et al	Rev. Sc. Inst. 25 (1954) 1061
<i>Sc 90</i>	W. Schröder	Communication privée
<i>Se 89</i>	F. Sébille et al	Nuc. Phys. A501 (1989) 137
<i>Si 86</i>	A. Sierk	PR C33 (1986) 2039
<i>Si 89</i>	H. Signarbieux	Histoire de la fission nucléaire (Nouvelles du Ganil)
<i>So 92</i>	A. Sokolov et al	GANIL P92 23
<i>St 78</i>	J. A. Strong et al	NIM 156 (1978) 411
<i>St 84</i>	J. C. Steckmeyer et al	Nuc. Phys A427 (1984) 357
<i>St 89</i>	J. C. Steckmeyer et al	Nuc. Phys A500 (1989) 372
<i>Su 89</i>	E. Suraud et al	Prog. Nucl. Part. Sci. 23 (1989) 357
<i>Ta 80</i>	T. Tanabe et al	Nuc. Phys A342 (1980) 194
<i>Th 87</i>	M. Thoennessen et al	Phys. Rev. Let. 59 (1987) 2860
<i>Va 72</i>	D. Vautherin et D. M. Brink	PR C5 (1972) 626

<i>Va</i> 83	L. C. Vaz et J. A. Alexander	Phys. Rep. 97 (1983) 1
<i>VdB</i> 73	Vandenbosch et J. R. Huizenga	Nuclear Fission Academic Press New York (1973)
<i>Vi</i> 66	V. E. Viola Jr	Nuc. Data 1 (1966) 391
<i>Wi</i> 73	J. Wilczynski	PL 47B (73) 484

RESUME

La disponibilité de faisceaux d'ions très lourds au GANIL a rendu possible l'étude de la réaction $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ à 29 MeV/u. L'analyse de ce système lourd et symétrique a été réalisée à l'aide de la multiplicité de neutrons associée. Dans la première partie de ce travail, qui en compte quatre, nous décrivons l'ensemble des techniques expérimentales et le traitement des informations, en particulier pour le détecteur de neutrons ORION et pour le détecteur de produits chargés utilisé ici, un hodoscope aux angles à l'avant. Dans la deuxième partie, nous présentons l'ensemble des résultats expérimentaux. Nous y montrons que la multiplicité de neutrons est un bon filtre de la violence de la collision et qu'elle permet de mettre en évidence les différents régimes qui gouvernent la réaction. Dans la troisième partie, nous caractérisons la fission du quasi-projectile et nous montrons que cette fission intervient pour des collisions périphériques. Grâce à des simulations, nous déterminons les valeurs minimales du moment angulaire transféré au quasi-projectile. Dans la quatrième partie, nous présentons les résultats de calculs dynamiques de type Landau-Vlasov qui mettent en évidence l'importance du moment angulaire dans la réaction. Dans ce travail, nous montrons que les collisions Pb+Au sont toujours régies à 29 MeV/u par des mécanismes de type transferts très inélastiques, le moment angulaire jouant un rôle très important dans la voie de sortie. Une dissociation du système en fragments de masse intermédiaire est observée pour les collisions les plus centrales.

ABSTRACT

The availability of beams of very heavy ions at the GANIL accelerator facility has enabled us to undertake the study of the $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ reaction at 29 MeV/u. The investigation of this heavy symmetric system has been carried out through the study of the associated neutron multiplicity. In the first part of this thesis (composed of four sections) we describe the experimental techniques and data processing, with particular emphasis on the neutron detector ORION and the hodoscope used to detect the charged reaction products at forward angles. In the second part we present the experimental results, in which we show that the neutron multiplicity is a good measure of the violence of the collision and a good way to characterize the different modes of the reaction. In the third part we characterize the fission of the quasi-projectile and we show that this occurs for peripheral collisions. Using simulations we determine the minimal values of the angular momentum transferred to the quasi-projectile. In the fourth part, we describe the results of dynamical calculations made using the Landau Vlasov equation which show the importance of angular momentum. In this work we demonstrate that, at 29 MeV/u, the Pb+Au collision is still governed by Deep Inelastic reactions in which angular momentum in the exit channel plays an important role. A complete disassembly of the system in intermediate mass fragments is observed for the most central collisions.

MOTS CLE

Physique Nucléaire	Fission du quasi-projectile
Collision d'ions Lourds	Moment angulaire
Système lourd	Calculs dynamiques
Multiplicité de neutrons	Dissociation nucléaire